



TITLE:

# Bluff Bodyの空力現象におけるカルマン渦の役割( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

堀, 高太郎

---

CITATION:

堀, 高太郎. Bluff Bodyの空力現象におけるカルマン渦の役割. 京都大学, 2007, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2007-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k12991>

RIGHT:

# Bluff Body の空力現象におけるカルマン渦の役割

平成 19 年 1 月

堀 高 太 郎

# 目次

第1章	序論	
1.1	研究背景	...1
1.2	Bluff Body に生じる空力振動現象の基本的な分類	...2
1.3	カルマン渦とカルマン渦に関わる空力現象	...6
1.4	本研究の目的と構成	...9
	参考文献	...11
第2章	風洞実験法概要	
2.1	実験装置概要	...13
2.2	実験模型概要	...14
2.3	実験法概要及び各物理量の定義	...16
	参考文献	...20
第3章	矩形断面の静的空気力特性とカルマン渦の影響	
3.1	概説	...21
3.2	静的空気力特性に与えるカルマン渦の影響	...23
3.3	静的空気力特性に与える面取りの影響	...24
3.4	剥離剪断層の曲率から見た剥離剪断層の流体力に対する効果と流れ場の分類	...25
3.5	静的空気力の迎角変化特性	...31
3.6	まとめ	...34
	参考文献	...41
第4章	矩形断面の非定常空気力特性とカルマン渦の影響	
4.1	概説	...43
4.2	スプリッタープレートによるカルマン渦放出抑制が矩形断面の 非定常空気力特性に及ぼす影響	...44
4.3	無次元風速の変化に対するカルマン渦放出と $H_1^*$ の関係, 並びにギャロッピング発現のメカニズム	...49
4.4	まとめ	...53
	参考文献	...55
第5章	対称な Bluff Body 周りに生じる非対称な流れ場とカルマン渦の関係並びにギャロ ッピング不安定との関係	
5.1	概説	...75
5.2	対称突起付き円柱の静的空気力特性	...75

5.3 対称突起付き円柱の動的空気力特性	...81
5.4 対称突起付き円柱の空気力特性のまとめ	...87
5.5 並列 2 角柱の静的空気力特性	...87
5.6 並列 2 角柱の動的空気力特性	...92
5.7 並列 2 角柱の空気力特性のまとめ	...95
参考文献	...96
 第6章 数値計算法概要	
6.1 概説	...97
6.2 支配方程式	...98
6.3 計算アルゴリズムと差分スキーム	...101
6.4 連立方程式ソルバ	...103
6.5 一般曲線座標系における格子の生成とメトリックの算出	...105
6.6 物体の定義法と境界条件	...105
6.7 陽的フィルタ	...106
参考文献	...107
 第7章 Large Eddy Simulation による流れ場の解析	
7.1 概説	...109
7.2 対称突起付き円柱周りの流れ場の解析	...109
7.3 対称突起付き円柱周り流れ場の解析のまとめ	...118
7.4 並列 2 角柱周りの流れ場の解析	...118
7.5 並列 2 角柱周り流れ場に生ずる非対称流れの渦構造	...124
7.6 並列 2 角柱周り流れ場の解析のまとめ	...126
 第8章 結論と今後の課題	
8.1 結論	...127
8.2 今後の課題	...129
 謝辞	...131



# 第 1 章 序論

## 1.1 研究背景

流体内に存在する種々の構造物や機器，例えば橋梁，高層ビル，海洋構造物のパイプライン，流体機械内に於いては，構造物が流体から力を受けるため，その設計に際しては，物体が流体から受ける流体力を適切に評価する必要がある．しかしながら，物体周りに生じる流体現象は，未だ解決されていない乱流の諸問題のみならず，物体の形状に強く支配されるため，非常に複雑な現象となり，しばしば人命に関わるような社会的にも重大な事故を引き起こしている．古くにはアメリカの旧 Tacoma Narrows Bridge の落橋事故(1942 年)，地下鉄東西線の脱線事故(1978 年)，JR 山陰本線余部鉄橋に於ける列車転落事故(1986 年)などが挙げられる．近年では高速増殖炉「もんじゅ」の二次冷却系に於けるナトリウム漏洩事故(1995 年)や JR 羽越線脱線事故(2005 年)などが挙げられる．また直接人命に関わる様な事故でなくとも，斜張橋のケーブルに生ずる大規模空気力振動による破損事故，積雪し凍結した送電ケーブルの空気力振動による断線事故等，様々な社会基盤に対する経済的に重大な事故は数多く報告されている．これらの個々の事例に対する対策は日々進歩しているものの，この様な「流体－構造の連成問題」に対する根本的な解決は未だ成されていない．

この様な「流体－構造の連成問題」に於いて，問題をより複雑なものにしている要因として，「剥離」と「渦」という現象が挙げられる．剥離を伴うような流線型でない物体は，一般に **Bluff Body** と呼ばれるが，この **Bluff Body** の空気力特性は，その現象の複雑さと興味深さ故に古くから研究され，構造物の設計などに生かされている．しかしながら，その中でも根本を成す剥離によって生ずる剥離剪断層や，それに伴う種々の渦の挙動や空力振動現象に於ける役割などは，流体運動の支配方程式である **Navier-Stokes** 方程式が解析的に解かれていないこともあって，未だ多くの課題が残されているのが現状である．

この様な現状にあっては，流体に関わる様々な事故を未然に防ぐために，またより効率のよい構造物の設計を行うために，**Bluff Body** に生じる種々の空力振動現象に対して根本に立ち返り，剥離と渦という観点から今一度現象を見直す必要が有るのではないかと考えられる．しかしながら，物体周りに生じる「渦」と一言で言ってもその要因には様々な種類が存在する．それらは，接近流の性状に起因するものや，衝突する物体の形状に起因する渦，またその渦によって生じた物体の動きに励起されて生じる渦などに大別される．具体的には，これら物体周りの流れに生じる代表的な渦の種類は，カルマン渦(2 剪断層不安定性に起因する渦)，1 剪断層不安定性に起因する渦，物体の 3 次元的な形状に起因する渦，軸方向渦などである．以下に様々な種類の渦とそれに関わる空力現象に関する既往の研究

例を挙げる．

Bearman and Truman<sup>1)</sup>、溝田、岡島<sup>2)</sup>は、様々な辺長比の2次元矩形断面に対して、生じる抗力が放出されるカルマン渦と物体背面との位置関係によって決定されることを示し、抗力に於ける中口ピーク<sup>3)</sup>が、カルマン渦が最も物体の背面に近づくことに起因すると結論付けた．King<sup>4)</sup>は、円柱後流に於ける対象渦列の存在を指摘し、カルマン渦放出周波数の1/4で物体のインライン振動と共振することを示した．なお、この渦は、先に挙げた高速増殖炉「もんじゅ」の二次冷却系に於けるナトリウム漏洩事故の直接的な原因となった渦である．また、こういった対称渦は、接近流にある種の刺激を与えることによって  $B/D=0.5$  矩形断面に於いても生じることが Knisely et al.<sup>5)</sup>によって指摘されている．

Williamson and Roshko<sup>6)</sup>は、円柱に生ずる渦励振に於いて、円柱後流に対して物体の動きに起因する渦とそれに伴うヒステリシスループの存在を指摘し、この現象に於いて見られる渦放出のパターンを2Sモード、2Pモード等に分類した．また Brika and Laneville<sup>7)</sup>は、この2Sモードと2Pモードに伴う渦励振応答モードの分岐の存在を指摘している．

Rockwell and Knisely<sup>8)</sup>、Komatsu and Kobayashi<sup>9)</sup>、そして Shiraishi and Matsumoto<sup>10)</sup>は、風洞実験や水槽実験によって1剪断層不安定性に起因する渦の形状や配列に関して議論している．

また塔状の構造物の先端からの渦放出を先端渦(Kitagawa<sup>11)</sup>)や傾斜ケーブルの後流に存在する軸方向渦(Matsumoto et al.<sup>12)</sup>)にも、その渦放出に対応した空力振動現象の存在が明らかにされている．

本研究では、この様な様々な空力現象の中でもカルマン渦に着目する．それは、以下に述べるように、カルマン渦が多くの中力現象と複雑に関わる重要な要素であり、非常に興味深いものだからである．

## 1.2 流体中の Bluff Body に生じる空力振動現象の基本的な分類

空気力学を担ってきた航空工学分野や、旧 Tacoma Narrows Bridge の落橋事故を契機に急速に発展してきた風工学分野の研究者らによって、Bluff Body に生じる空力振動現象は現在、次のように分類され、説明されている．以下にその概要を述べる．

### 【渦励振】

物体後流に放出される渦と物体の固有振動数が近い時に、カルマン渦放出に伴う流体力の変動によって物体の振動が励起される現象を渦励振という．古くは、渦励振といえばカルマン渦放出に起因するもの、カルマン渦型渦励振を指すものとして考えられてきたが、断面固有のストローハル数( $S_t$ 数)の逆数  $1/S_t$  で定義される共振無次元風速よりも低風速で発現する渦励振や、スプリッタープレートの後流域に挿入してカルマン渦列を抑制しても消滅しない渦励振の存在が確認された．この渦励振はカルマン渦放出と物体振動の同期現象

だけでは説明できないことから以下のような研究がなされてきた。

白石, 松本<sup>13)</sup>は, 矩形断面の渦励振について水槽中の可視化実験から, 物体の振動に伴って前縁剥離渦と後縁 2 次渦が断面後縁部近傍で一体化することを観察し, これを前縁剥離渦型渦励振と名付けた. さらに流れの可視化及び鉛直たわみ・ねじれの断面側面での非定常圧力から前縁剥離渦の断面を流下する速度が接近流速の約 60%になることを見いだした. この前縁剥離渦は, 前縁の剥離剪断層が物体自身の振動によって刺激されることによって生成されることから, この渦が引き起こす渦励振は, 自己励起型渦励振と呼ばれている. 鉛直たわみ及びねじれ自己励起型渦励振の開始無次元風速はそれぞれ以下の式で示されるとした.

鉛直たわみ渦励振開始無次元風速:

$$U_{on} = (1/N) \cdot (1/0.6) \cdot (B/D) \quad (1.1)$$

ねじれ渦励振開始無次元風速:

$$U_{on} = (2/(2N-1)) \cdot (1/0.6) \cdot (B/D) \quad (1.2)$$

$N=1,2,3,4,\dots$ ,  $B$ : 流れ方向長さ,  $D$ : 流れ直角方向長さ

但し,  $N=1$  のとき, すなわち断面側面上に流下渦がただ一つ存在するときは  
開始無次元風速:

$$U_{on} = 1.67B/D \quad (1.3)$$

で表される. 即ち,  
自己励起型渦励振が発現する時の前縁剥離渦の放出無次元周波数は  $0.6D/B$  である.

また白石, 松本<sup>13)</sup>は, 断面まわりの流れのパターン, 渦励振発現風速ストローハル数より決まる共振風速との関連性, 鉛直たわみとねじれの渦励振開始無次元風速の関係から, 渦励振を完全剥離渦型, 前縁剥離渦型, 付着

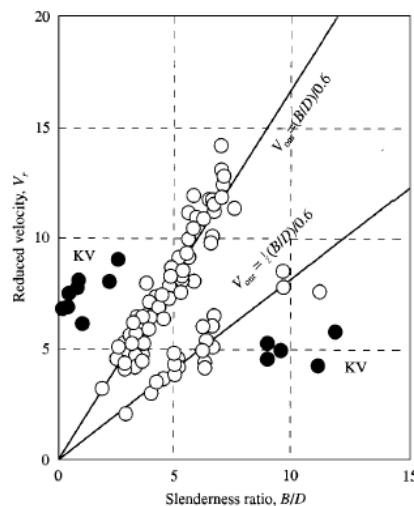


Fig.1-1 矩形断面に生ずる渦励振の発現無次元風速<sup>13)</sup>

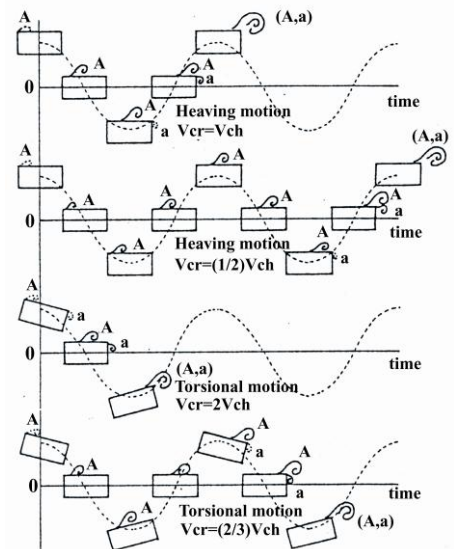


Fig.1-2 矩形断面に生じる自己励起型渦励振の流れのメカニズム<sup>13)</sup>

型及び混在型の 4 種類に分類し，完全剥離渦型では前縁からの剥離流が，前縁剥離型では前縁剥離渦と後縁 2 次渦が，付着型では後縁剥離渦が渦励振発現の重要な要素となっていると指摘している．

Parker and Welsh<sup>14)</sup>は，数種の断面辺長比の矩形断面に対して，断面弦長方向に一様となる音響を与えた場合の矩形断面周り流れのパワースペクトルを計測し，剥離剪断層の不安定性の増幅効果について調査することで，音響によって剥離剪断層の不安定性が刺激されやすい範囲を示している．

### 【ギャロッピング】

自励空気力の作用による発散振動のうち，気流直角方向のたわみ 1 自由度振動をギャロッピングと呼び，正方形断面を含む，ある範囲内の辺長比（矩形柱では， $B/D=0.8\sim 2.8$  程度）をもつ矩形断面などに於いて発生する．その発生機構については以下のような説明がなされている．たわみ 1 自由度系で振動中の物体が，上方から下方へと移動している最中の空気の流れは，相対的に風が物体に吹き上げていると見なすことができる．その結果，下面前縁角部での剥離流れは物体後縁端に接近し，下面にて高速の内部循環流が形成され，下面の圧力が低下し，物体が下方へと引き下げられる．また，物体が上方から下方へと移動しているときに，上面前縁角部に於ける剥離流れが，下面前縁角部での剥離流れの巻き込み，及び風の吹き上げのために物体から遠ざかり，上面で圧力回復が起きる．この結果，相対的に下面の圧力が下がり，物体は下方向の空気力を受ける．このように物体に振動と同相・同方向の空気力が常に作用することにより，振動がますます増大する．橋梁などの構造物にとって，ギャロッピングは，連成フラッターやねじれフラッターなどと同様，その発生が直接破壊につながる現象であるため，これに対する十分な安全率を確保する必要がある．また，ギャロッピングの発生に対しては相対迎角の変化に対する揚力係数勾配  $dC_L/d\alpha$  が負であることが必要条件となる．この条件は Den Hartog<sup>15)</sup>の条件として知られている．概略を以下に示す．

$$\begin{aligned}
 m\ddot{\eta} + c\dot{\eta} + k\eta &= \frac{1}{2}\rho U^2 B C_L \\
 \Leftrightarrow m\ddot{\eta} + c\dot{\eta} + k\eta &= \frac{1}{2}\rho U^2 B \frac{dC_L}{d\alpha} \alpha \\
 \Leftrightarrow m\ddot{\eta} + c\dot{\eta} + k\eta &= -\frac{1}{2}\rho U^2 B \frac{dC_L}{d\alpha} \left( \frac{\dot{\eta}}{U} \right) \\
 \Leftrightarrow m\ddot{\eta} + \left( c + \frac{1}{2}\rho U B \frac{dC_L}{d\alpha} \right) \dot{\eta} + k\eta &= 0
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

ここに， $m, c, k$  は，単位スパンあたりの質量，粘性定数，ばね定数を， $\rho, U, B$  は空気密度，接近風速，代表長さをそれぞれ表す．なお，構造軸で定義される揚力  $L$  は上向を正，変位及び変位速度は下向きを正，相対迎角  $\alpha$  は頭上げを正としている．即ち，揚力係数勾配

$dC_L/d\alpha$ が負であることが、振動系の減衰が負となる必要条件となる。

### 【ねじれフラッター】

ねじれフラッターはねじれ 1 自由度系の発散振動である。剥離流フラッターまたは失速フラッターとも呼ばれ、翼の場合には失速角付近に於いて発生する。発生した振動の振動数は無風時のねじれ固有振動数に近い値となり、その発生機構には剥離バブルの存在と“物体の姿勢及び速度が変化したとき、物体周りの流れは瞬間的に変化せず、主流により剥離流が後方に伝えられるまで定常状態に達しない”という流れの遅れの効果が指摘されている。またねじれフラッターは、旧 Tacoma Narrows 橋落橋事故の直接的な原因となった空力振動現象として有名である。また、橋梁断面に対するねじれフラッターの有効な対策としては、剥離バブルを抑えるように断面端部を流線形上とする方法や、床板の中央に鉛直板(センターバリア)を立て、剥離バブルを断面側面中程で分断する方法がある。

### 【連成フラッター】

連成フラッターは、平板や薄翼といった剥離の見られない、あるいは弱い物体に発生する空力振動現象であり、長大橋など比較的扁平な構造物でも発生することが知られている。その研究は橋梁断面に先立ち、航空機に於ける空力弾性問題として始められた。また空気力、弾性力、慣性力の複数モード間の連成によって生じる動的弾性問題であると言える。最も基本的な、たわみ・ねじれ 2 自由度フラッターに関して言えば、たわみ振動とねじれ振動の間に位相差が生じることにより流体から振動系へエネルギーが供給されることが要因となっている。

### 【バフエッティング】

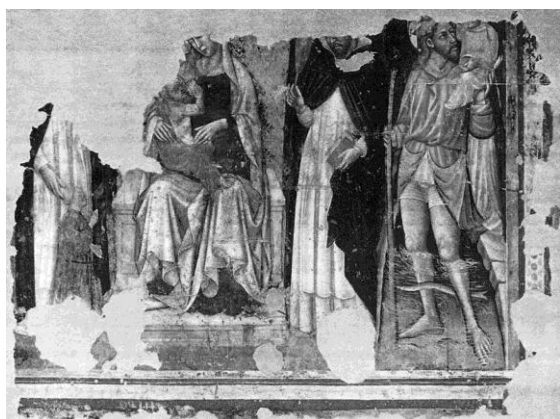
航空機に於いて主翼の後流にある尾翼が、主翼で乱された流れによって振動する現象が原義であるが、より一般的には、接近流の乱れによる流体力変動が振動系への強制外力となる強制振動現象を言う。バフエッティングは、フラッター等のように構造物を直接破壊に到らしめることは無いが、構造物の疲労を招くので、耐風設計に於いて大きな位置を占める。橋梁や建築物を対象としたバフエッティングに関する研究は、Davenport<sup>16)</sup>による統計的な手法による研究によって始まったといえる。それ以来この分野の研究は積極的に行われ、各国の耐風設計コードに応用されている。またこの現行の手法では、接近風の空間相関と構造物に作用する圧力分布の空間相関が等しいと仮定しているが、実現象に於いては物体形状に伴う流れによって圧力分布の空間相関が高くなることが知られており、そのメカニズムの解明と設計への応用に関する研究が現在でも行われている。

これらの分類は、個々の空力振動現象を議論する上で重要なものであるが、こういった空力振動現象は全く独立に存在しているわけではなく、特にギャロッピングやねじれフラッター、カルマン渦以外の渦励振などに於いて、カルマン渦放出並びにカルマン渦型渦励振の存在が極めて強く関係していることが、多くの研究者によって指摘されている。

### 1.3 カルマン渦とカルマン渦に関わる空力現象

以上の様に、剥離現象と渦は様々な形で空力現象の中に現れている。しかし、その中でも **Bluff** な断面に於いてもっとも特徴的でかつ多くの現象と関わっているのは、カルマン渦であると考えられる。では、そもそもカルマン渦とはどのようなものであるのだろうか。歴史的な背景から、カルマン渦に関する複雑で興味深い既往の研究を以下に述べる。

一般的には、カルマン渦とは物体の後流に交互に形成される渦であり、最初に渦配置の安定条件を議論した Theodore Von Karman<sup>17)</sup>に因んで命名されたと説明される。Karman の自叙伝によれば、彼がイタリアへの旅行中、ボローニャで見た 1 つのフレスコ画に描かれた水の流れの模様に興味を持ち、その後の研究へとつながったとされている。なお 2000 年になって、Mizota<sup>18)</sup>によってこの Karman がカルマン渦の着想を得たとされるフレスコ画が発見され、話題を呼んだ。Fig.1-3 にそのフレスコ画を拡大図と共に示す。



a) 全体図



b) 渦列と見られる部分

Fig.1-3 Karman がカルマン渦の着想を得たとされるフレスコ画<sup>18)</sup>

Karman は、Fig.1-4 に示すように、非粘性流体に於いて無限に互い違いに並んだ渦列を仮定し、そのポテンシャル理論に基づく安定性解析によって渦列の間隔比(式(1.5))を導出した。

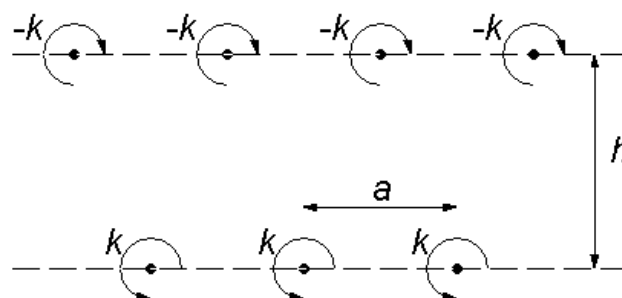


Fig.1-4 古典的なカルマン渦列の定義

$$h/a \approx 0.2806 \quad (1.5)$$

この様に交互に渦列が形成される場合，安定な間隔比が決まることから，物体から放出されるカルマン渦の放出無次元周波数は物体形状に固有なものとなり，Strouhal 数( $S_t$  数)と呼ばれている．

$$S_t = \frac{fD}{U} \quad (1.6)$$

ここに， $f$ ：渦放出周波数[Hz]， $D$ ：物体の代表長[m]， $U$ ：接近流速[m/sec]である．

実際の粘性流体に於いてカルマン渦が放出される機構は，Gerrard<sup>19)</sup>や Sarpkaya<sup>20)</sup>によって以下のように説明されている．即ち，一方の剥離剪断層による渦への渦度の供給が他方の渦の干渉によって断たれることで剥離剪断層から解放され，後流へ流れ去るというものである．

カルマン渦が物体に与える影響として最も典型的な現象は，渦放出に伴った周期的に変動する流れ直角方向の力(揚力あるいは横力)である．この効果はポテンシャル理論に於いては循環によって生じる揚力，マグナス効果として説明されているが，その実態は物体からの剥離剪断層と物体側面の距離が渦放出に伴って周期的に変動することによるものである．従って，物体の変動揚力係数は，「カルマン渦放出の程度の強さ」に関するひとつの指標となる．

この様に，物体からのカルマン渦放出を特徴付ける量として，Strouhal 数と変動揚力係数が挙げられる．一般的に，矩形断面のように剥離点が固定されている殆どの断面に於いてはこれらの量は断面固有のものであるが，円柱のように剥離点が固定されない断面，あるいは特定の辺長比を持った矩形断面に於いては，この Strouhal 数や変動揚力係数を含めた各静的空気力係数は Reynolds 数に依存することが知られている．Fig.1-5 と Fig.1-6 に，Schewe<sup>21)</sup>によって計測された円柱の Strouhal 数と変動揚力係数の Reynolds 数による変化をそれぞれ示す．

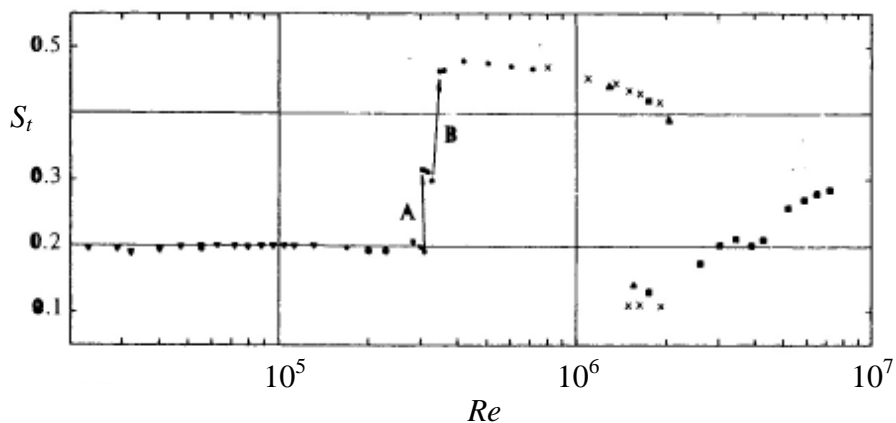


Fig.1-5 円柱のStrouhal数のReynolds数依存性<sup>21)</sup>

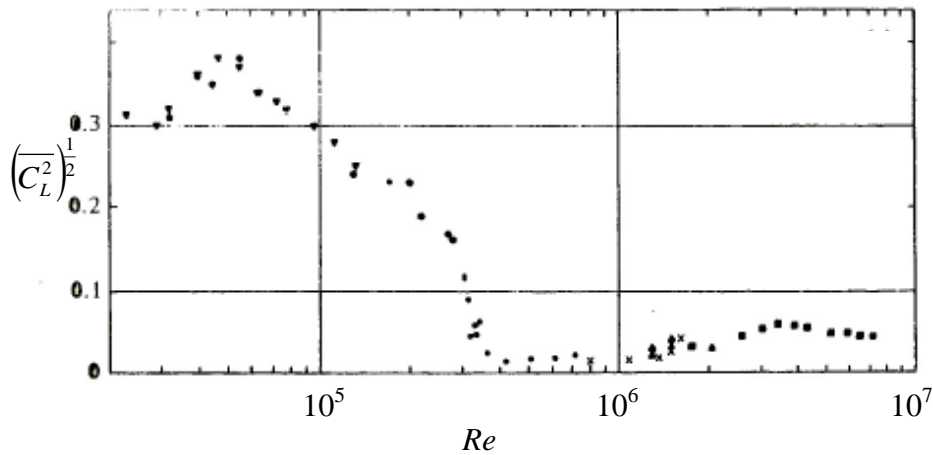


Fig.1-6 円柱の変動揚力係数のReynolds数依存性<sup>21)</sup>

この様に、Reynolds 数によって静的空気力特性が急激に変化する  $Re$  数の領域は、臨界 Reynolds 数領域と呼ばれている。この状態では、境界層が円柱表面に再付着することで生じる剥離バブルが形成され、剥離点が次第に下流側へ移動している。このため、Strouhal 数のジャンプが起こり、カルマン渦が形成されにくくなることで、あるいは剥離剪断層の振動が円柱表面に伝わりにくくなることで変動揚力係数が著しく低下する。さらに興味深いことに、Bearman<sup>22)</sup>は臨界 Reynolds 数領域で非対称な剥離が生じ、平均揚力が発生することを指摘している。この発見は、Schewe<sup>21)</sup>の実験によっても確認されている。この現象を Zdravkovich<sup>23)</sup>は、境界層が乱流遷移する前に層流剥離して再付着する剥離バブルが、円柱の片側の表面に於いてのみ形成されるためであると説明している。

一方で、Williamson<sup>6)</sup>や Laneville<sup>7)</sup>は、カルマン渦型渦励振が発現している円柱に於いて、2S モードや 2P モードと呼ばれる、異なった渦放出パターンの存在を明らかにしている (Fig.1-7)。2S モードは”2 single vortices per cycle”を意味し、通常のカルマン渦放出と同義のものであるのに対して、2P モードは”2 vortices pairs per cycle”を意味し、渦放出一周期の中に、元来のカルマン渦による渦と断面の動きによって励起された渦がペアとなって下流に放出されるパターンである (Fig.1-8)。

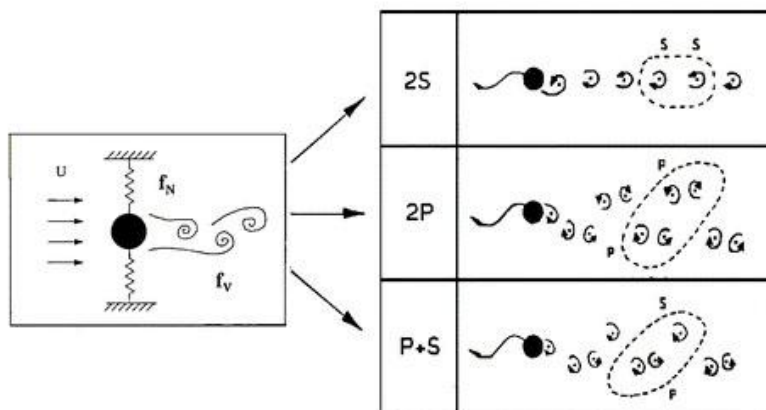


Fig.1-7 円柱に生じる渦励振とそれに伴う渦の放出パターン<sup>6)</sup>



また Matsumoto<sup>24)</sup>らは、傾斜ケーブルに於いてカルマン渦が放出されている瞬間とカルマン渦が抑制されている瞬間が間欠的に現れることを指摘し、カルマン渦放出が抑制されている時にはギャロッピングが生じることを明らかにした。さらに松本<sup>25)</sup>らは、降雨後に水路が形成されたケーブルを模擬した片側突起付き円柱の空気力特性を調査し、特定の位置に突起があるときにはカルマン渦放出が抑制され、大きな定常揚力が働き、ギャロッピングに対して不安定になることを指摘した。

さらに松本<sup>26)</sup>らは、辺長比  $B/D=4$  の矩形断面に於いて、スプリッタープレートを用いてカルマン渦放出を抑制することで、ねじれフラッターの発現無次元風速が低風速側に移行することを示している。

この様にカルマン渦は、その放出特性が従来言われていたような単なる交番渦の放出という性質を持つだけでなく、その放出パターンが断面形状や Reynolds 数などの条件によって複雑に変化し、ギャロッピングをはじめとする渦励振以外の様々な空力振動現象と密接に関わっていることが分かる。

#### 1.4 本研究の目的と構成

以上のように、カルマン渦は空力現象に於いて極めて重要な位置づけにあるということが言える。そこで本研究では、カルマン渦が様々な空力現象に於いてどのような役割を担っているかを明らかにすることを目的とする。

本論文は全 8 章で構成されており、各章の構成は以下の通りである。

第 2 章では実験に用いた風洞実験システムの説明及び用いた実験模型に関して説明する。また、空気力特性を表現するための静的空気力係数や非定常空気力係数等の測定法並びに解析法に関して説明する。

第 3 章では、様々な辺長比を持つ矩形断面に対して、通常のカルマン渦放出を伴う状態

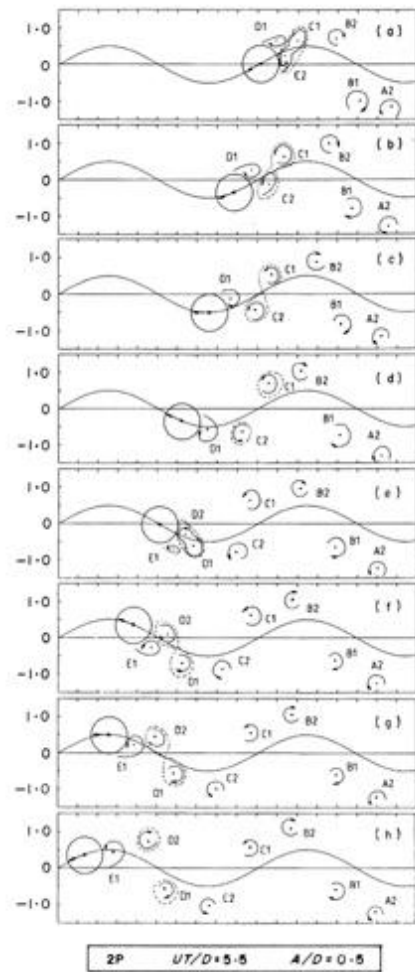


Fig.1-8 2P モードの渦生成機構<sup>6)</sup>

とスプリッタープレートによってカルマン渦放出の抑制した状態に於ける静的空気力特性を検討し、カルマン渦が矩形断面の静的空気力係数に及ぼす役割を明らかにする。また **Bluff Body** の空気力特性を、「カルマン渦によるもの」と「剥離剪断層の形状と断面との位置関係」という2つの要素に分離し、後者を『**Fundamental Bluff Body Flow**』と名付け、その概念を説明する。さらに、ギャロッピングの発現に関わる揚力係数勾配と迎角に対する静的空気力係数の変化を、ここで導入した **Fundamental Bluff Body Flow** によって再検討し、空気力特性がどのような流れ場によって支配されているかを明らかにする。

第4章では、様々な辺長比を持つ矩形断面に対して、通常のカルマン渦放出を伴う状態とスプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制した状態に於ける非定常空気力特性を検討し、カルマン渦が矩形断面の非定常空気力係数に及ぼす役割を明らかにする。また、前章で導入した **Fundamental Bluff Body Flow** の特性と非定常空係数の関係を検討することによって、カルマン渦が非定常空気力特性に及ぼす影響を明らかにする。さらに、ギャロッピングの発現を直接表現する非定常空気力係数  $H_1^*$  の無次元風速の変化に対する変化特性を、カルマン渦と **Fundamental Bluff Body Flow** の観点から再検討し、ギャロッピングのメカニズムを整理する。

第5章では、剥離を伴う **Bluff** な断面であるにも拘らずカルマン渦放出が弱い断面として、対称突起付き円柱と並列2角柱を対象とし、カルマン渦放出が抑制された状態で観察された対称な **Bluff Body** 周りに生じる非対称流れ場について、その基本的な特性を検討する。さらに、これらの特性からカルマン渦が **Bluff Body** 周りの流れ場に於いて持っている役割と、ギャロッピング不安定との関係について述べる。

第6章では、本研究で行った **Large Eddy Simulation(LES)** について、理論的背景から解析手法について説明する。

第7章では、第6章で説明した手法によって実際に **LES** 解析を行い、第5章で論じた対称断面周りに生じる非対称な流れ場の再現を試み、その流れ場の構造について述べる。

第8章では、本研究で得られた結論と今後の課題をまとめる。

## 参考文献

- 1) Bearman, P. W. and Trueman, D. M.: "An investigation of the flow around rectangular cylinders", *The Aeronautical Quarterly* **23**, 229-237, 1972.
- 2) 溝田武人, 岡島厚: "角柱周りの時間平均流れに関する実験的研究", 土木学会論文集, 第 312 号, pp.49-57, 1981.
- 3) 中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理: "矩形断面の抗力に関する一実験", 日本航空学会誌, **vol.16**, no.168, pp.1-5, 1968.
- 4) King, R.: "A review of vortex-shedding research and its application", *Ocean Engineering* **4**, 141-171, 1977.
- 5) Knisely, C., Matsumoto, M., and Menarcher F.: "Rectangular Cylinders in Flow with Harmonic Perturbations", *Journal of Hydraulics Engineering* **vol.112** No.8, ASCE, pp.690-704, 1986.
- 6) Williamson, C. H. K. and Roshko, A.: "Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder", *Journal of Fluids and Structures* **2**, 513-517, 1988.
- 7) Brika, D. and Laneville, A.: "Vortex-induced vibrations of a long flexible circular cylinder", *Journal of Fluid Mechanics* **250**, 481-508, 1993.
- 8) Rockwell, D. and Knisely, C.: "The organized nature of flow impingement upon a corner", *Journal of Fluid Mechanics* **93**, 413-432, 1978.
- 9) Komatsu, S., and Kobayashi, H.: "Vortex-induced oscillation of bluff cylinders", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **6**, 335-362, 1980.
- 10) Shiraishi, N. and Matsumoto, M.: "On classification of vortex-induced oscillation and its application for bridge structures", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **15**, 419-430, 1983.
- 11) Kitagawa, T., Fujino, Y., and Kimura, K.: "An experimental study on vortex-induced vibration of circular cylinder tower at high speed", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **69-71**, 731-744, 1997.
- 12) Matsumoto, M.: "Observed behavior of prototype cable vibration and its generation mechanism", *Proceedings of the International Symposium on Advances in Bridge Aerodynamics* **41-44**, 2011-2022, 1998.
- 13) 白石成人, 松本勝: 充腹構造断面の渦励振応答特性に関する研究, 土木学会論文報告集, 第 322 号, pp.37-50, 1982.
- 14) R.Parker and M.C.Welsh: Effects of sound on flow separation from blunt flat plates, *Int.J.Heat & Fluid Flow* vol.4, No.2, pp113-128, 1983.
- 15) Den Hartog, J.P.: "Mechanical vibrations", *McGraw-Hill*, 1956.
- 16) Davenport, A.G.: "The Causes of Wind-induced Vibration of Structures", *RILEM, Theme 3, Supplementary Reports*, pp.445-475, 1963.
- 17) V. Karman, Th.: "Nachrichten der K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Gottingen", Mathematisch-physikalische Klasse, 509-571, 1911. (in German)
- 18) Mizota, T.: *Nature* **404**, 226, 2000.

- 19) Gerrard, J.H.: "The mechanics of the formation region of vortices behind bluff body", *Journal of Fluid Mechanics*, **vol.25**, pp.401-413, 1966.
- 20) Sarpkaya, T.: "Vortex-induced Oscillations", *Journal of Applied Mechanics*, **vol.46**, pp.241-258, 1979.
- 21) Schewe, C.: "On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross-flow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers", *Journal of Fluid Mechanics*, pp.265-285, 1983.
- 22) Bearman, P.W.: "On vortex shedding from a circular cylinder in the critical Reynolds number regime", *Journal of Fluid Mechanics*, **vol.37**, pp.577-585, 1980.
- 23) Zdravkovich, M.M.: "Flow around circular cylinders", *Oxford Science Publications*.
- 24) Matsumoto, M., Yagi, T., Liu, Q., Oishi T. and Adachi, Y.: "Effect of axial flow and Karman vortex interference on dry-state galloping of stay-cables", *Proceedings of the Sixth International Symposium on Cable Dynamics*, 2005.
- 25) Matsumoto, M., Yagi, T., Sakai, S., Ohya, J., and Okada, T.: "Steady wind force coefficients of inclined stay cables with water rivulet and their application to aerodynamics", *Wind and Structures*, **Vol.8**, No.2, pp.107-120, 2005.
- 26) 松本勝, 八木知己, 玉置斉, 坪田樹, 李再炯, 大窪一正 : "1:4 矩形断面の空力振動に於ける渦に起因した干渉現象", 第 18 回風工学シンポジウム論文集, pp.293-298, 2004.

## 第2章 風洞実験法概要並びに解析法

### 2.1 実験装置概要

#### 【風洞】

実験に使用した風洞は、京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻に設置された2つの室内回流式エッフェル型風洞(測定部高さ1000mm, 幅員700mm, 測定部全長5000mm(Fig.2-1)及びKWT-81型, 測定部高さ1800mm, 幅員1000mm, 測定部全長6550mm(Fig.2-2))であり, 前者は風速0.3m/s~15m/sの範囲で, 後者は風速0.2m/s~30m/sの範囲で連続的に変化が可能となっている. 以下では, 前者の風洞を風洞(A), 後者の風洞を風洞(B)と呼ぶことにする. また風洞(B)には, 側面境界層および模型支持アームによる気流の攪乱による影響を防止するため, 測定部側面35mmの位置に導流壁を設けてある. なおそれぞれの風洞に於いては, 模型設置位置付近でほぼ一様な風速分布となることと, 主流平均乱れ強さが平均風速10m/s付近で0.3%以下となることを確認している.

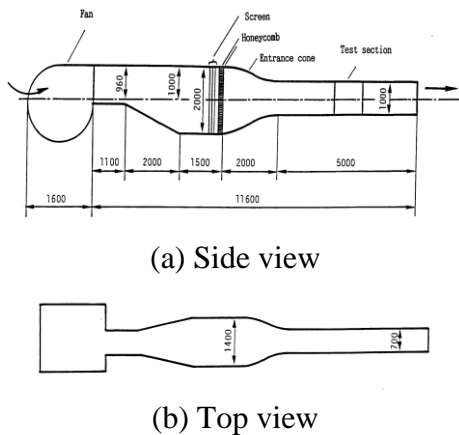
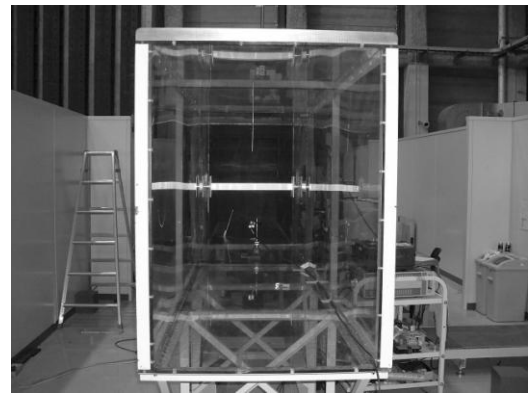


Fig.2-1 風洞(A)



(c) 下流側からの写真

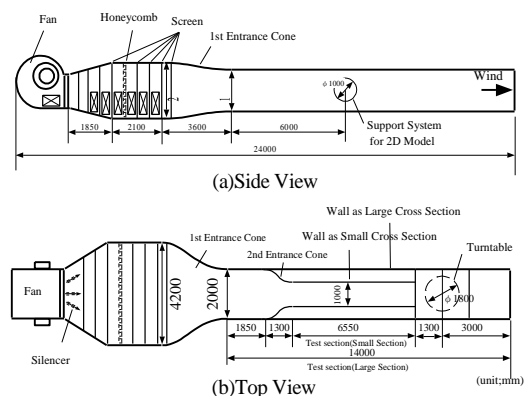


Fig.2-2 風洞(B)



(c) 下流側からの写真

### 【風速設定】

風速設定は、NPL型ピトー管により風洞内の総圧・静圧を検出し、その差圧をデジタル・マノメーター(風洞A：岡野製作所，DMP201NJS，風洞B：岡野製作所，DP-20A)で読みとり，そこから風速を計算した．なお風洞(A)に関しては，風洞内に熱線流速計を設置し，計測時に常に風速を測定した．風洞(B)に関しては，風洞電動機の回転数との間でキャリブレーションを行い，風洞電動機の回転数で測定時の風速を設定した．

### 【空気力測定】

空気力測定はロードセル(NISHO ELECTRIC WORKS CO.LTD MULTI COMPONENT LOADCELL MODL LMC-3501-20N)にて行った。その際、載荷前，50g 載荷時，100g 載荷時，載荷後のデジタル出力値によりキャリブレーションを行った。

## 2.2 実験模型概要

本研究で用いた実験模型は，単独矩形断面，突起付き円柱，並列2角柱の3種類に大別される．単独角柱は， $B/D=0.3-15.0$  ( $B$ ：流れ方向長さ， $D$ ：流れ直角方向長さ)の18断面に加えて， $B/D=0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0$ の5種の面取り断面である．全ての模型の諸元を Table 2-1 に示す．

Table 2-1 各種矩形断面諸元

#### a) 風洞 A

$B/D$	$B$ (mm)	$D$ (mm)
0.3	15	50
0.4	20	50
0.5	25	50
0.6	30	50
0.7	35	50
0.8	40	50
0.9	45	50
1.0	50	50
1.5	75	50
2.0	100	50
3.0	150	50
4.0	200	50
5.0	250	50

#### b) 風洞 B

$B/D$	$B$ (mm)	$D$ (mm)
0.3	15	50
0.4	20	50
0.5	25	50
0.6	30	50
0.7	35	50
0.8	40	50
0.9	45	50
1.0	50	50
1.5	75	50
2.0	90	45
3.0	150	50
4.0	300	75
5.0	300	60
6.0	300	50
8.0	300	37.5
10.0	300	30
12.5	300	24
15.0	300	20

また，単独矩形断面の後流側の隅を一边  $B/4$  の直角二等辺三角形に切り取ったもの (Fig.2-3) を本研究では「面取り断面」と呼ぶ．

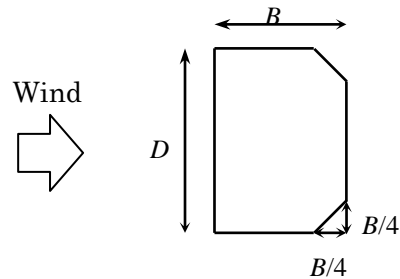


Fig.2-3 面取り断面

突起付き円柱は，直径 5cm の円柱に直方体の突起を対称に 2 つ取り付けたものであり，よどみ点から突起中心までの角度で設置位置を定義している．設置位置は 10 度～170 度で，2 度～10 度刻みに変化させている．なお，この断面については第 5 章に於いて詳述する．

並列 2 角柱は，辺長比  $B/H=1.28$  の矩形断面を流れ直角方向に並列に 2 つ並べたものである．これら 2 つの角柱は，間隔を連続的に設定できるようになっている．本研究では，角柱間隔  $S$  に対して  $S/H=0.125\sim 2.0$  まで 12 通りに変化させている．なお，この断面についても第 5 章に於いて詳述する．

### 【スプリッタープレート】

本研究では，カルマン渦放出を抑制することを目的とし，物体後流にスプリッタープレートを設置している．スプリッタープレートは，十分に薄い板を流体力によって変形，変位しないように剛に設置したものである．また，スプリッタープレートと物体の距離は十分に狭いと考えられる長さ(3mm)程度とし，流れ方向の長さは模型の流れ方向長さの 3 倍以上を有するように十分な長さのものをを用いている．Fig.2-4 に模式図を示す．

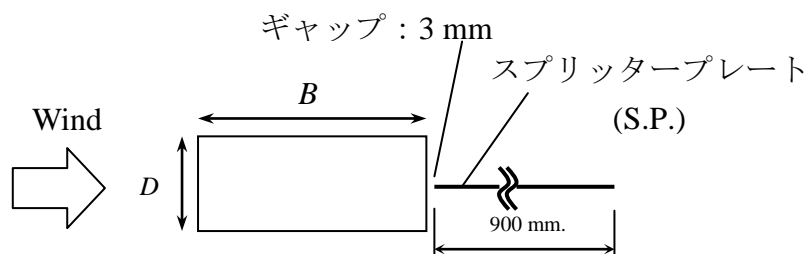


Fig. 2-4 スプリッタープレート

### 2.3 実験法概要及び各物理量の定義

本研究で行った実験は、静的空気力測定実験、自由振動応答測定実験、非定常空気力測定実験の3つである。以下にこれらの概要を示す。

#### 【静的空気力測定実験】

本研究で対象とする模型は全て2次元断面であるので、静的空気力は抗力係数  $C_D$ 、揚力係数  $C_L$ 、ピッチングモーメント係数  $C_M$  の3分力で定義される。空気力は構造軸で定義され、迎角  $\alpha$  は頭上げを正としている。

$$C_D = \frac{Drag}{\frac{1}{2}\rho U^2 L_D l}, \quad C_L = \frac{Lift}{\frac{1}{2}\rho U^2 L_B l}, \quad C_M = \frac{Moment}{\frac{1}{2}\rho U^2 L_B^2 l} \quad (2.1)$$

ここに、*Drag*:平均抗力[N](下流方向正)、*Lift*:平均揚力[N](上向き正)、*Moment*:平均ピッチングモーメント[Nm](頭上げ正)、 $\rho$ :空気密度[kg/m<sup>3</sup>]、 $U$ :接近風速[m/sec]、 $L_D$ :流れ直角方向の代表長[m]、 $L_B$ :流れ方向の代表長[m]、 $l$ :模型スパン長[m]とする。

また、カルマン渦の放出特性を特徴付ける量として Strouhal 数  $St$  と変動揚力係数  $C_L'$  を以下のように定義する

$$St = \frac{f_s L_D}{U}, \quad C_L' = \frac{Lift(t)_{R.M.S}}{\frac{1}{2}\rho U^2 L_B l} \quad (2.2)$$

ここに、 $f_s$ :渦放出周波数[Hz]、 $Lift(t)_{R.M.S}$ :揚力時系列の標準偏差[N]を表す。

#### 【自由振動応答測定実験】

模型の両端部の端板に支持アームを取り付け、左右それぞれ4本ずつ、合計8本のコイルスプリングで風洞内に支持し、たわみ1自由度を与えた。また、ピアノ線により、模型の抗力方向への変位及びねじれに対する拘束を施している。模型の応答変位は、レーザー変位計(Keyence LB-300, LB-1200)で計測し、ローパスフィルター(NF回路設計ブロック K.K., 3611)を介してたわみ変位信号をグラフレコーダー (GRAPHTEC WR5000) に出力した。なお、Scruton 数  $Sc_\eta$  は次のように定義される。

$$Sc_\eta = \frac{2m\delta_\eta}{\rho L_D^2} \quad (2.3)$$

ここに、 $m$  は単位長さ辺り質量、 $\delta$  は対数減衰率である。



### 【非定常空気力測定実験】

非定常空気力測定用の模型加振は，風洞 B に設置された強制振動実験用模型加振装置 (Fig.2-5) を用いて行った．加振機は簡単なリンク機構で構成されており，下部に取り付けられたモーター (SPEEDDYNE, SD-400-11A) の回転を，平行に配置された軸にタイミングベルトを介して滑ることなく伝達し，リンク機構により模型のたわみ変位・ねじれ変位を作り出した．クランク下部の軸の中心と回転軸中心との距離を調節することにより，任意の振幅を作り出すことができる．本システムの最大振動数は約 2.7Hz，最大たわみ振幅は倍振幅で 50mm，最大ねじれ振幅は 5° である．

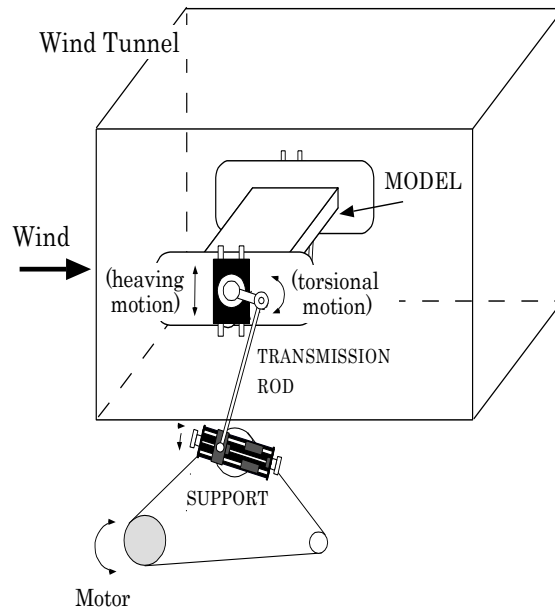


Fig.2-5 強制加振機

本研究で用いる非定常空気力は，Scanlan<sup>1)</sup>によって提唱された，8つの非定常空気力係数 (Aerodynamic derivatives または Flutter derivatives) によって定義される．

$$\begin{aligned}
 L &= \frac{1}{2} \rho (2b) U^2 \left\{ kH_1^* \frac{\dot{\eta}}{U} + kH_2^* \frac{b\dot{\phi}}{U} + k^2 H_3^* \phi + k^2 H_4^* \frac{\eta}{b} \right\} \\
 M &= \frac{1}{2} \rho (2b^2) U^2 \left\{ kA_1^* \frac{\dot{\eta}}{U} + kA_2^* \frac{b\dot{\phi}}{U} + k^2 A_3^* \phi + k^2 A_4^* \frac{\eta}{b} \right\}
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

ただし， $L$ ：単位スパン当たりの揚力（下向き正，N/m），

$M$ ：単位スパン当たりのモーメント（頭上げ正，弦長中央点まわり，Nm/m），

$\eta$ ：たわみ変位（下向き正，弦長中央点に於ける変位，m）， $\phi$ ：ねじれ変位（頭上げ正，degree）

$(\dot{\cdot})$ ：時間微分， $\rho$ ：空気密度(kg/m<sup>3</sup>)， $U$ ：風速(m/sec)， $b$ ：半弦長(m)

$k$ : 換算振動数 ( $=b\omega/U$ ) ,  $\omega$ : 加振角振動数

このうち,  $H_1^*$ ,  $H_4^*$ ,  $A_2^*$ ,  $A_3^*$  は, 力の作用モードの変位及び速度に比例する空気力を表す項であり, 非連成項と呼ばれる. 一方,  $H_2^*$ ,  $H_3^*$ ,  $A_1^*$ ,  $A_4^*$  は, 力の作用するモード以外の変位(速度)に比例する空気力を表す項であり, 連成項と呼ばれる.

航空工学に於ける解析的研究の代表例として, 微小な一定振幅のたわみ・ねじれ2自由度調和振動を行う2次元平板翼の非定常空気力が挙げられる. これは, ポテンシャル理論の適用により解析的に求められる数少ない例であり, T. Theodorsen<sup>2)</sup>によって定式化されている. 概略すると, 平板翼周りの流れを翼上下面のわき出し・吸い込みによる無循環流れと Kutta の条件を満足する循環流れの重ね合わせで表現し, それぞれの流れによる空気力を足し合わせることで非定常空気力を求めるというものであり, 次式で示される. ただし, ねじれ変位の中心は弦長中央点としており, たわみ変位も弦長中央点に於ける変位としている.

$$L = -\pi\rho b^2(U\dot{\phi} + \ddot{\eta}) - 2\pi\rho bUC(k)(U\phi + \dot{\eta} + \frac{b\dot{\phi}}{2}) \quad (2.5)$$

$$M = -\pi\rho b^2(U\frac{b\dot{\phi}}{2} + \frac{b^2\ddot{\phi}}{8}) + \pi\rho b^2UC(k)(U\phi + \dot{\eta} + \frac{b\dot{\phi}}{2})$$

$$C(k) = \frac{H_1^{(2)}(k)}{H_1^{(2)}(k) + iH_0^{(2)}(k)} = F(k) - iG(k) \quad (2.6)$$

ここで  $C(k)$  は, Theodorsen 関数と呼ばれる複素関数で厳密には Hankel 関数によって与えられる. ただし,  $H_\nu^{(2)}(k)$  は第二種 Hankel 関数を表す.

式(2.5)で表現されるたわみ・ねじれの2自由度振動をする平板翼に作用する非定常空気力は, 各振動変位・速度・加速度の関数として表され, しかも微小振動を仮定しているため線形関数となっていることがわかる. また, 非定常空気力が連成項を持っており, この連成項の存在が平板に生じるフラッターに於いて重要な役割を果たしている.  $C(k)$  は準定常空気力と非定常空気力の比を表している.

式(2.4)と式(2.5)より, 慣性力を無視した場合には2次元平板の非定常空気力係数  $H_i^*$ ,  $A_i^*$  ( $i=1\sim 4$ ) が次式で表される.

$$\begin{aligned} H_1^* &= -\frac{2\pi}{k}F(k), & H_2^* &= -\frac{2\pi}{k}\left(\frac{1}{2} + \frac{F(k)}{2} - \frac{G(k)}{k}\right), & H_3^* &= -\frac{2\pi}{k}\left(\frac{F(k)}{k} + \frac{G(k)}{2}\right), & H_4^* &= -\frac{2\pi}{k}G(k) \\ A_1^* &= \frac{\pi}{k}F(k), & A_2^* &= \frac{\pi}{k}\left(-\frac{1}{2} + \frac{F(k)}{2} - \frac{G(k)}{k}\right), & A_3^* &= \frac{\pi}{k}\left(\frac{F(k)}{k} + \frac{G(k)}{2}\right), & A_4^* &= \frac{\pi}{k}G(k) \end{aligned} \quad (2.7)$$

ここで  $F(k)$ ,  $G(k)$  はそれぞれ Theodorsen 関数の実部, 虚部を表す ( $C(k) = F(k) - iG(k)$ ). 式(2.5)を見ると2次元平板の場合には, 8個の非定常空気力係数が全くの独立ではなく, Theodorsen

関数の実部  $F(k)$  と虚部  $G(k)$  の 2 つの実関数で相互に結びつけられていることがわかる。

### 【等価 Theodorsen 関数】

Scanlan は、調和振動する構造基本断面に作用する非定常空気力を変位と速度の関数とすることで、物体周りでの流れの遅れを表現した。これに対し、

$$L = \frac{1}{2} \rho U^2 (2b) \frac{dC_F}{d\alpha} \left( -\Phi_{L\dot{\eta}} \frac{\dot{\eta}}{U} - \Phi_{L\varphi} \varphi \right) \quad (2.8)$$

のように複素係数を導入することで位相遅れを表現することができる。式中の複素係数  $\Phi_{L\dot{\eta}}$ 、 $\Phi_{L\varphi}$  は準定常空気力と非定常空気力の比を表すもので、等価 Theodorsen 関数と呼ばれる。

式(2.5)を式(2.4)と比較して

$$H_1^* = -\frac{1}{k} \frac{dC_F}{d\alpha} \text{Re}[\Phi_{L\dot{\eta}}], \quad H_4^* = \frac{1}{k} \frac{dC_F}{d\alpha} \text{Im}[\Phi_{L\dot{\eta}}], \quad H_2^* = -\frac{1}{k^2} \frac{dC_F}{d\alpha} \text{Im}[\Phi_{L\varphi}], \quad H_3^* = -\frac{1}{k^2} \frac{dC_F}{d\alpha} \text{Re}[\Phi_{L\varphi}] \quad (2.9)$$

のように等価 Theodorsen 関数と非定常空気力係数の関係を求めることが出来る。ただし、 $z = \text{Re}[z] + i \cdot \text{Im}[z]$  で複素数  $z$  を定義している。

またピッチングモーメントに関しても同様に

$$A_1^* = \frac{1}{k} \frac{dC_M}{d\alpha} \text{Re}[\Phi_{M\dot{\eta}}], \quad A_4^* = -\frac{1}{k} \frac{dC_M}{d\alpha} \text{Im}[\Phi_{M\dot{\eta}}], \quad A_2^* = \frac{1}{k^2} \frac{dC_M}{d\alpha} \text{Im}[\Phi_{M\varphi}], \quad A_3^* = \frac{1}{k^2} \frac{dC_M}{d\alpha} \text{Re}[\Phi_{M\varphi}] \quad (2.10)$$

なる関係が導かれる。

### 参考文献

- 1) Scanlan, R.H. and Tomko, J.J.: “Airfoil and bridge deck flutter derivatives”, *Journal of Engineering Mechanics Div., American Society of Civil Engineers*, **Vol.97**, EM6, 1717-1737, 1971.
- 2) Theodorsen, T.: General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter, NACA TR No.496, 1934.

### 第3章 矩形断面の静的空気力特性とカルマン渦の影響

#### 3.1 概説

矩形断面の空気力特性は、空気力学的に Bluff なものから平板に極めて近いものまで、その辺長比によって変化するので、矩形断面は Bluff Body の空気力特性を議論する上で最も基本的でかつ重要な断面の一つであるといえる。また矩形断面周りの流れ場は、風工学で対象となる Reynolds 数に対しては極めて小さい一定の Reynolds 数以上に於いて剥離を伴うが、上流側に角部を有していることで、その剥離点が固定されるという特徴を持っている。

このような性質から、矩形断面はこれまで多くの研究者によってその空気力特性が明らかにされており、その流れ場の特徴から、矩形断面を完全剥離型、非定常剥離型、非定常再付着型、定常再付着方の4つの特性に分類できることが知られている。

$B/D < 0.8$  の矩形断面は完全剥離型断面と呼ばれる。これらの断面周りの流れ場に於いては、前縁端から剥離した剥離剪断層が時間的に全く物体に再付着することが無いほど物体の後流側を流れる。このため、物体後流域に形成されるカルマン渦は、物体後流で強い巻き込みを伴うものとなる。

$0.8 \leq B/D < 2.8$  の矩形断面は、非定常剥離型断面と呼ばれる。これらの断面周りの流れ場に於いては、前縁からの剥離剪断層が間欠的には再付着することもあるが、時間平均的には再付着しない。

$2.8 \leq B/D < 6.0$  の矩形断面は、非定常再付着型断面と呼ばれる。これらの断面周りの流れ場に於いては、前縁からの剥離剪断層が間欠的には再付着せずに物体後流を通過することもあるが、時間平均的には物体側面に再付着する。このため、この剥離剪断層は極めて不安定なものとなり、様々な空力干渉現象が存在することが知られている。

$B/D \geq 6.0$  の矩形断面は、定常再付着型断面と呼ばれる。これらの断面周りの流れ場に於いては、前縁からの剥離剪断層が物体側面に常に再付着する。このため、カルマン渦の放出は物体の前縁からでなく後縁端からとなり、カルマン渦放出が物体に与える空気力学的影響が非常に小さいものとなる。

また、既往の研究による  $St$  数と辺長比  $B/D$  ( $B$ : 矩形の奥行き長さ,  $D$ : 見付幅) の関係を Fig.3-1 に示す<sup>1) 2) 3) 4) 5)</sup>

6). この様に、剥離および再付着の関

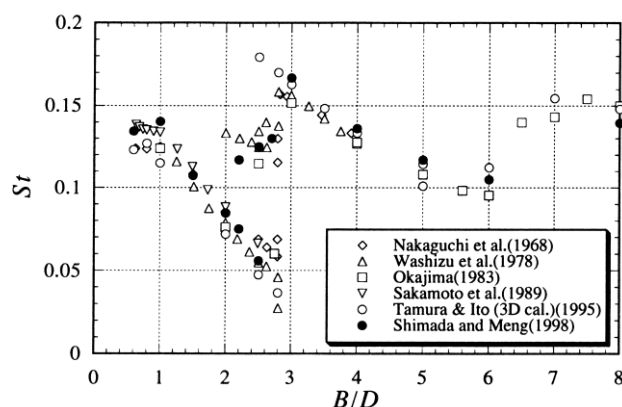


Fig.3-1 矩形断面の辺長比に対する  $St$  数特性

係が辺長比によって変化するので、 $B/D=2.8$  並びに 6.0 付近に於いて  $St$  数のジャンプが存在することが知られている。

以上が、矩形断面の空力特性の中でも最も基本的な特性である、迎角ゼロの状態での流れ場の特性を、既往の研究成果に従って分類したものである。さて、ギャロッピングは実現象に於いては主に着氷送電ケーブルや降雨時や降雨後の斜張橋ケーブル等で数多く報告がなされている現象であるが、このギャロッピングの発現メカニズムを議論するに当たって、この様に形状が単純でかつ剥離点が固定された矩形断面を用いることは極めて有益であると考えられる。ギャロッピングは準定常的な振動であって、相対迎角に対する物体の静的空気力特性から議論することが可能である。このことからギャロッピングの発現条件を揚力係数勾配( $dC_L/d\alpha$ )によって示したものは、Den Hartog の条件としてよく知られている。この理論に於いては、空気力を準定常的に考えることによってたわみ速度に比例する項として考え、揚力係数勾配が負であれば空力減衰が負となることが示されている。また、ギャロッピングの発現メカニズムとして Bearman<sup>7)</sup>は物体側面に生ずる内分循環流説を、溝田<sup>8)</sup>は圧力回復説を主張している。さらに西村<sup>9)</sup>は詳細な断面周りの圧力測定実験から内部循環流説と圧力回復説双方が正しいとした上で、圧力回復による影響が内部循環流によるそれに比べて大きいとしている。Fig.3-2 にギャロッピング発現時に物体周りに生じている現象の模式図を示す。

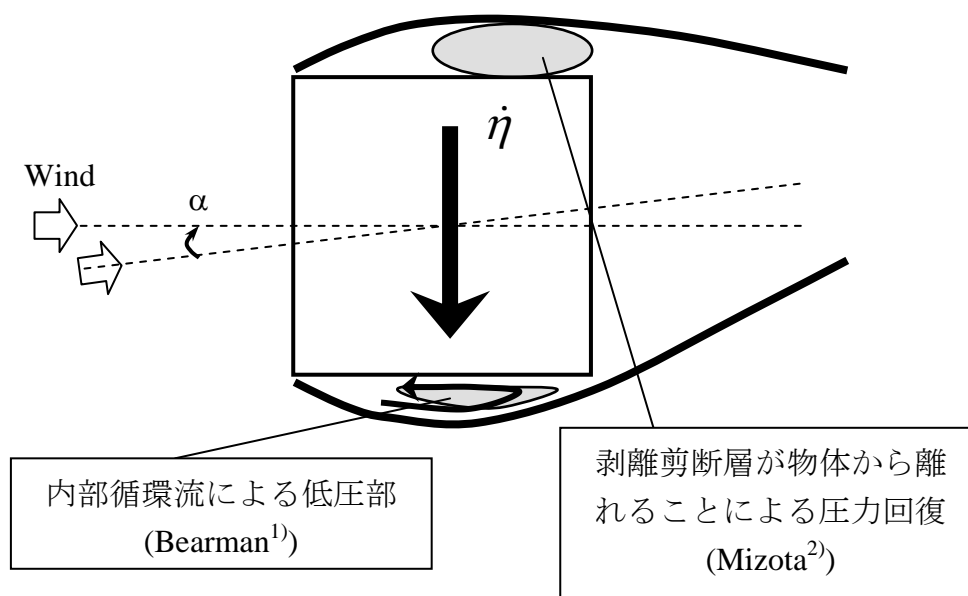


Fig.3-2 ギャロッピングのメカニズムとされる内部循環流説と圧力回復説

本研究ではカルマン渦放出特性とギャロッピングの関係に着目し、矩形断面の静的空気力特性による分類を試みる。また、これらの関係に対して剥離剪断層の形状に着目し、ギャロッピングの発現メカニズムと矩形断面周りの流れ場の関係を検討する。さらに、矩形断面周りの流れ場、並びに矩形断面の静的空気力特性に対して、カルマン渦がどのような影響を与えているかを検討する。

### 3.2 静的空気力特性に与えるカルマン渦の影響

まず、迎角ゼロ時に於ける矩形断面の静的空気力特性並びにカルマン渦の影響を Fig.3-3 に示す．抗力係数を見ると  $B/D=0.6$  に顕著な中口ピーク<sup>1)</sup>が見られる．また，変動揚力係数にも同様のピークが見られる．さらに，スプリッタープレート有りの計測値を見ると，中口ピーク並びに変動揚力係数のピークが無くなっている．これにより，中口ピーク及び変動揚力係数の原因がカルマン渦にあることが確認される．溝田<sup>10)</sup>によれば，この断面に於いて前縁剥離流れの後流域での巻き込みが最も強いことに相当する．ここで，変動揚力係数が中口ピークと同様の形状を取っていることと， $B/D \leq 0.7$  程度で  $St$  数が殆ど変化していないことを踏まえ，揚力変動の原因がカルマン渦放出によって物体側面の剥離剪断層が引きずられて振動することによるものであると考えると， $B/D=0.6$  未満で変動揚力係数が急激に小さくなっているのは，物体側面が短いため剥離剪断層が大きく振動している領域から外れているものであると考えられる．即ち，矩形断面の前縁端からの剥離剪断層は，これ以上辺長比が小さくなくてもほとんど変化せず，ほぼ一定の形状をとっているものであると考えられる．

一方，辺長比が次第に大きくなると，カルマン渦の物体の抗力と変動揚力に与える影響は小さくなっている．これは，先に述べたように，剥離剪断層が断面側面に再付着する際にはカルマン渦放出は断面の背面からとなるので，カルマン渦放出に伴って主流直角方向に振動する剥離剪断層が再付着後の部分のみとなっていると考えられる．

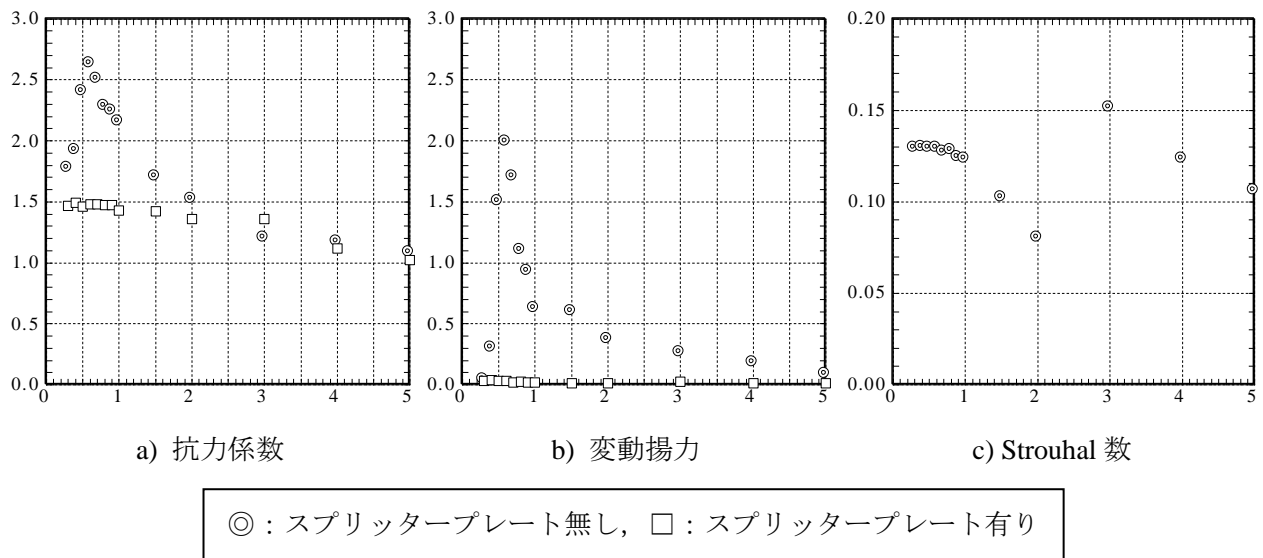


Fig.3-3 矩形断面の静的空気力特性並びにカルマン渦の影響

### 3.3 静的空気力特性に与える面取りの影響

次に、迎角ゼロ時に於ける矩形断面の静的空気力特性並びに面取りの影響を Fig.3-4 に示す。Strouhal 数を見ると、矩形断面と面取り断面でそれ程大きな変化が見られない。即ち渦の放出パターンは面取りによってもそれ程変化していないと見る事が出来る。一方、抗力係数と変動揚力係数を見ると、矩形断面で  $B/D=0.6$  で立っていた鋭いピークが、 $B/D=0.8$  に移行している。またこれは、揚力係数勾配特性に関しても同様である(Fig.3-5)。小さい辺長比で正であった揚力係数勾配が負に転じる辺長比を見ると、やはり辺長比が大きいほうに推移している。

ここで、面取りによる効果を改めて考えると、Fig.3-6 のように剥離剪断層の曲率を大きくしていることで見掛けの辺長比が小さくなったものであると考える事が出来る。即ちその空気力特性が、矩形断面と比較して全体的に大きいほうに推移しているものであると考えられる。逆に言えば、剥離剪断層の曲率及び物体との位置関係によってこれらの空気力特性が支配されているということが出来る。

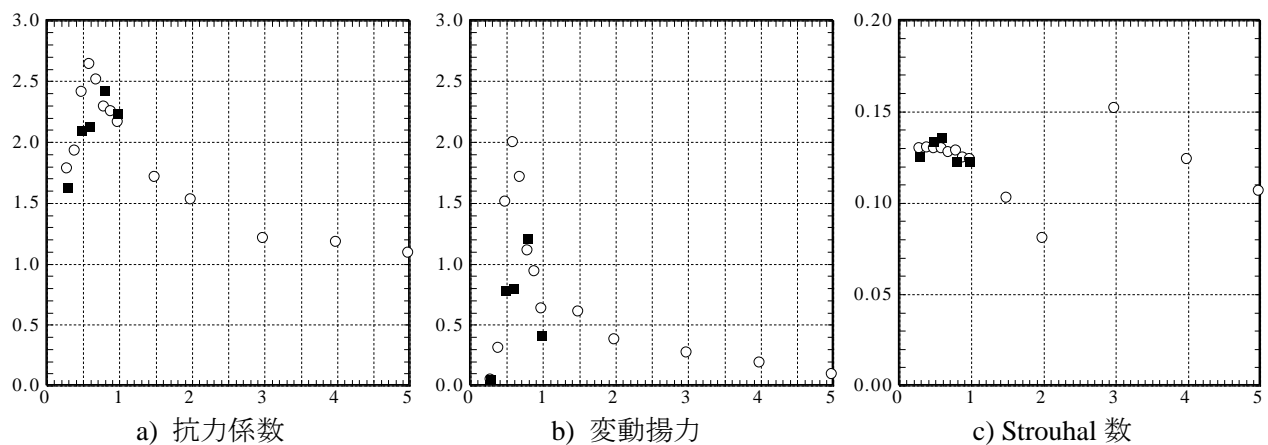


Fig.3-4 矩形断面の静的空気力特性並びに面取りの影響

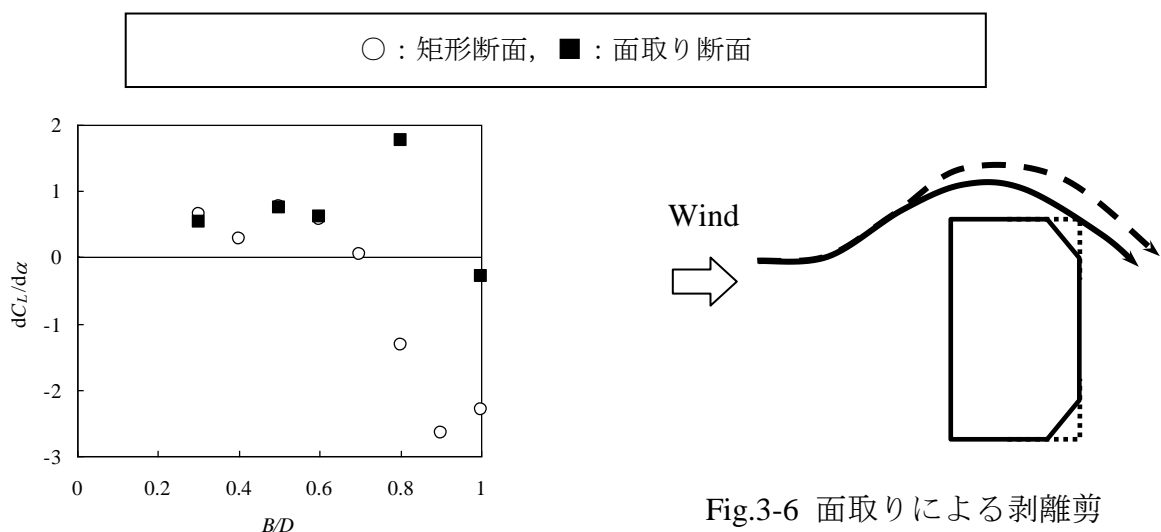


Fig.3-5 矩形断面の揚力勾配特性並びに面取りの影響

Fig.3-6 面取りによる剥離剪断層の曲率の変化



### 3.4 剥離剪断層の曲率から見た剥離剪断層の流体力に対する効果と流れ場の分類

Fig.3-7 に, 矩形断面の揚力係数勾配特性を, スプリッタープレート無し/有り共に示す.  $B/D=0.8\sim 2.8$  の間では負の揚力係数勾配をとることを示しており, スプリッタープレート有りのケースに於いては,  $B/D=0.6\sim 0.5$  から  $B/D=4.0\sim 5.0$  の間で負の揚力係数勾配を取っている. ここで, スプリッタープレート無しと有りのケースを比較すると, カルマン渦を抑制したことによって生じた変化によってこれらは(A)~(E)の5つに分類される.

- (A)  $B/D > 4.0\sim 5.0$  : 揚力係数勾配の絶対値が小さくなるものの, 値は共に正であり変化が見られない.
- (B)  $2.0\sim 3.0 < B/D < 4.0\sim 5.0$  : 正であった揚力係数勾配が, カルマン渦を抑制することで負に転じている.
- (C)  $0.7 < B/D < 2.0\sim 3.0$  : 絶対値の大きな負の揚力係数勾配が, カルマン渦を抑制することで絶対値の小さな負の値を取っている.
- (D)  $0.4 \leq B/D < 0.7$  : カルマン渦を抑制することで揚力係数勾配の絶対値が非常に小さくなっている.
- (E)  $B/D \geq 0.4$  : カルマン渦放出を抑制しても揚力係数勾配の値があまり変化していない.

ここで, 前節で示した様に, 断面の静的空気力特性が剥離剪断層の形状と断面との位置関係によって決定されること, またこれらの迎角ゼロの揚力係数勾配特性が, 断面にわずかに正迎角を与えた時の断面周りの流れ場によって決定されるという点に基づき, ここで

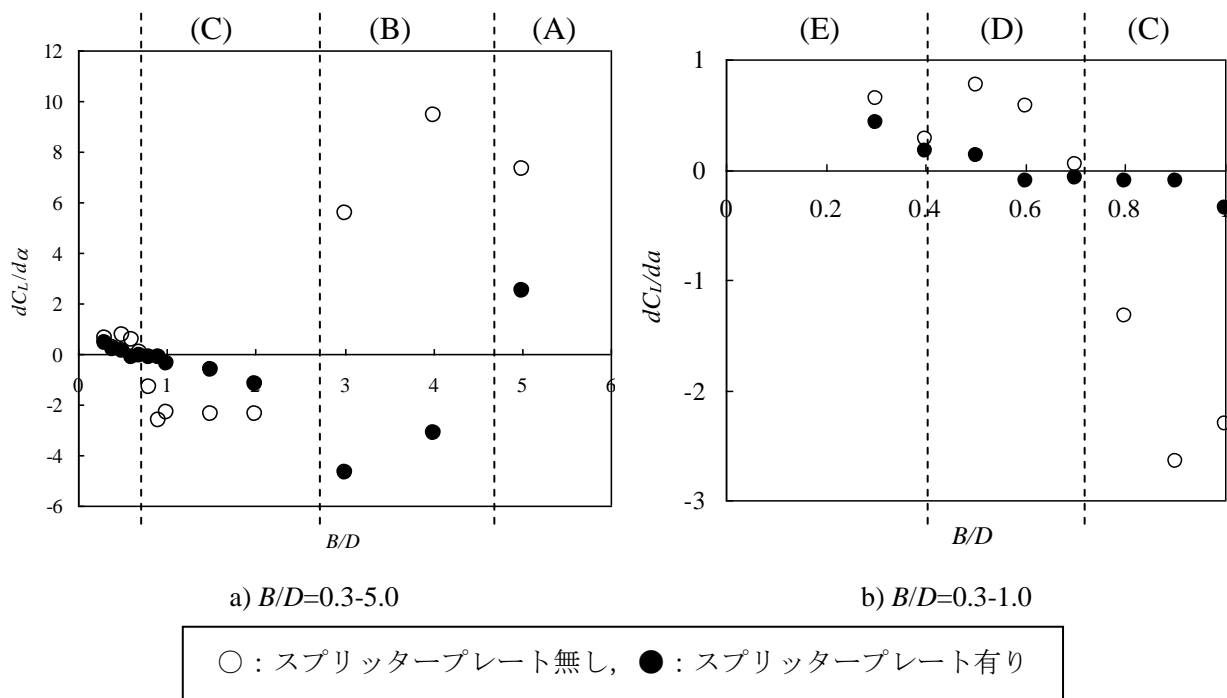
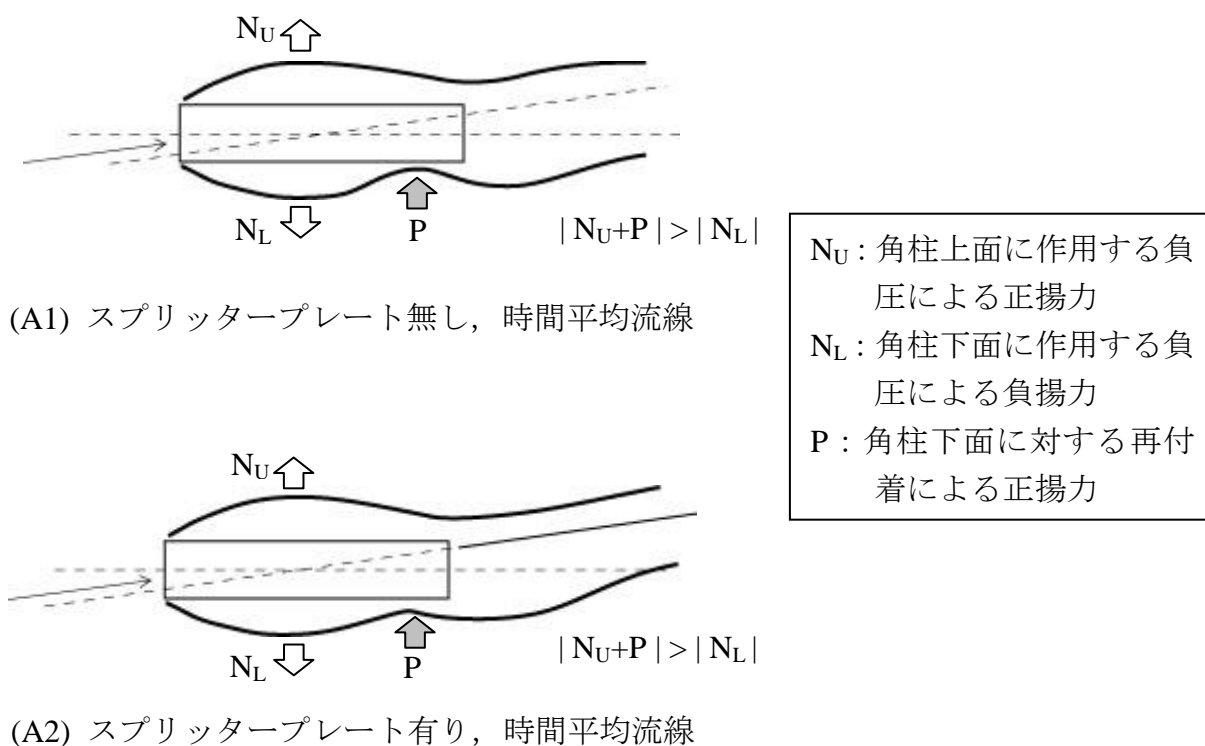


Fig.3-7 矩形断面の揚力係数勾配特性とカルマン渦の影響

示した(A)~(E)の揚力係数勾配特性をこの剥離剪断層の形状と断面との位置関係という観点から考察し、それぞれの流れ場を推定する。

(A)  $B/D > 4.0 \sim 5.0$  : この流れ場の時間平均流線の模式図を Fig.3-8(A)に示す。流れが正の迎角を持って断面にぶつかり、前縁端上面からの剥離流は断面側面に再付着しないが、前縁端下面からの剥離流は断面側面に再付着すると考えられる。ここで、再付着によって模型が受ける正圧  $P$  と上面での剥離バブルによる負圧  $N_U$  は下面での剥離バブルによる負圧  $N_L$  よりも大きくなる。このため、 $\alpha > 0$  に対して  $C_L > 0$  となると考えられる。また、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制した状態でも基本的な流れ場の構造は変わらないものと考えられる。

(B)  $2.0 \sim 3.0 < B/D < 4.0 \sim 5.0$  : この流れ場の時間平均流線の模式図を Fig.3-8(B)に示す。これは (A) のスプリッタープレート無しの状態と同じ様な構造をしていると考えられる。また、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制した状態では、大きな下向きの力が生じていることから、スプリッタープレートが無い状態で生じていた再付着による上向きの力が無くなったためであると考えられる。また、カルマン渦を抑制することで断面側面に再付着していた剥離剪断層が再付着しなくなったことから、剥離剪断層が伸びた、即ち剥



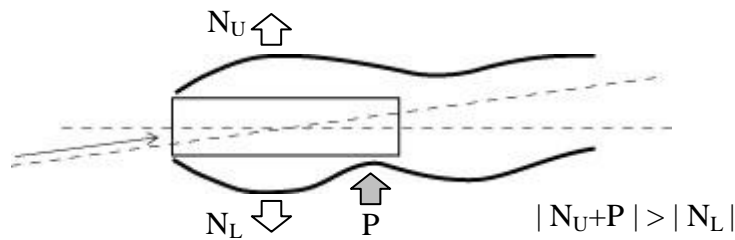
(A)  $B/D=5.0$

Fig.3-8(A) 揚力係数勾配特性から推定される 2 次元矩形断面周りの正迎角風に対する流れ場とカルマン渦の役割

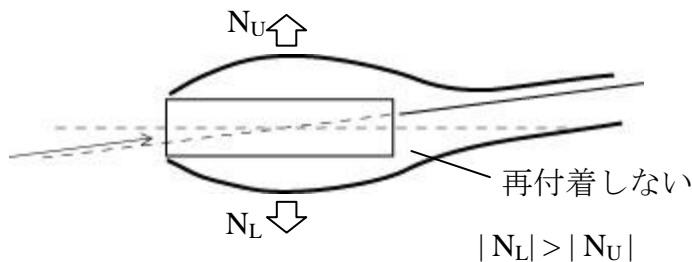
離剪断層の曲率が小さくなったと考えられる。

(C)  $0.7 < B/D < 2.0 \sim 3.0$  : この流れ場の時間平均流線の模式図を Fig.3-8(C)に示す. なお, (C1)と(C2)は瞬間の流線を表すのに対し, (C3)は時間平均流線を表す. この分類の断面は, (A)(B)と異なりスプリッタープレートを設置しなくとも正迎角の流れに対して負の揚力係数を持つ. これは, カルマン渦が放出される瞬間に於ける上向きと下向きそれぞれの揚力係数の最大値を比較すると, 下向きの方が絶対値として大きい, つまり, 断面の下面からカルマン渦が放出される時に前縁からの剥離剪断層と物体の後縁端が接近しているためであると考えられる. 一方, スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制すると, 揚力係数勾配の絶対値が小さくなっている. これは, 剥離剪断層の上下振動が無くなった為に物体側面で生じていた圧力回復の程度が弱くなったためであると考えられる.

(D)  $0.5 \leq B/D < 0.7$  : この流れ場の時間平均流線の模式図を Fig.3-8(D)に示す. なお, (D1)と(D2)は瞬間の流線を表すのに対し, (D3)は時間平均流線を表す. この分類の断面はさらに(C)と異なり, スプリッタープレートの無い状態では正の迎角に対して正の揚力係数を持つ. また, この断面周りの流れ場は, 剥離した流れの巻き込みが最も強い辺長比である. つまり, 断面の上下面それぞれからカルマン渦が放出されるときの流れ場を比較すると, 下面からカルマン渦が放出される瞬間に於いては, 渦の巻き込みが非常に強いために剥離剪断層が



(B1) スプリッタープレート無し, 時間平均流線

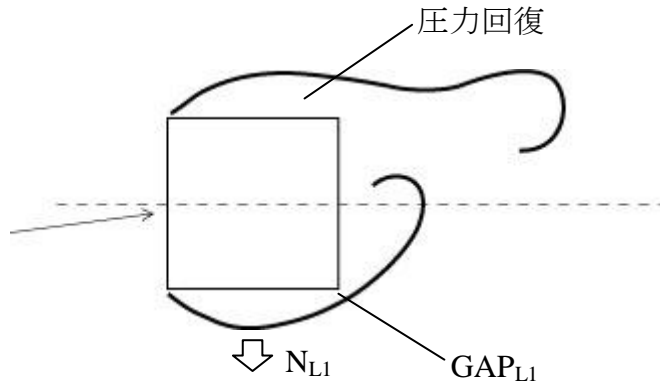


(B2) スプリッタープレート有り, 時間平均流線

(B)  $B/D = 3.0 \sim 4.0$

$N_U$  : 角柱上面に作用する負圧による正揚力  
 $N_L$  : 角柱下面に作用する負圧による負揚力  
 $P$  : 角柱下面に対する再付着による正揚力

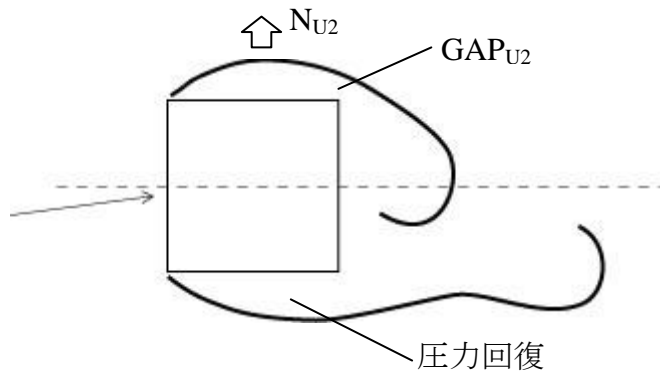
Fig.3-8(B) 揚力係数勾配特性から推定される 2 次元矩形断面周りの正迎角風に対する流れ場とカルマン渦の役割



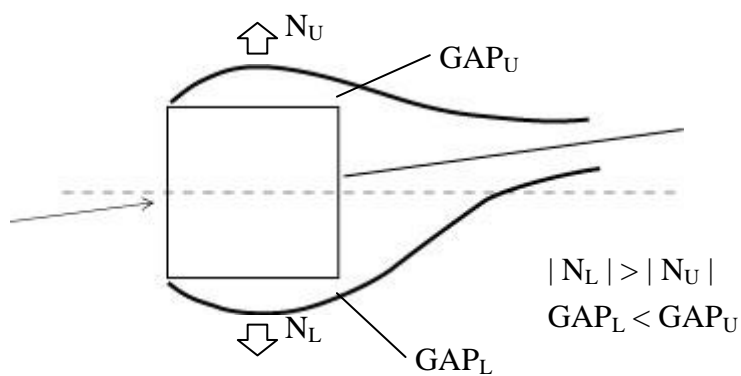
(C1) スプリッタープレート無し，カルマン渦が下面から放出される瞬間

$$|N_{L1}| > |N_{U2}|$$

$$GAP_{L1} < GAP_{U2}$$



(C2) スプリッタープレート無し，カルマン渦が上面から放出される瞬間

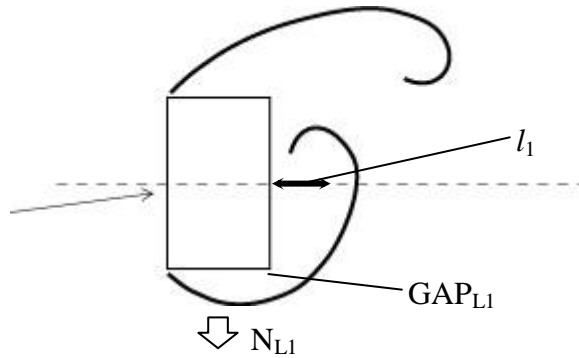


(C3) スプリッタープレート有り，時間平均流線

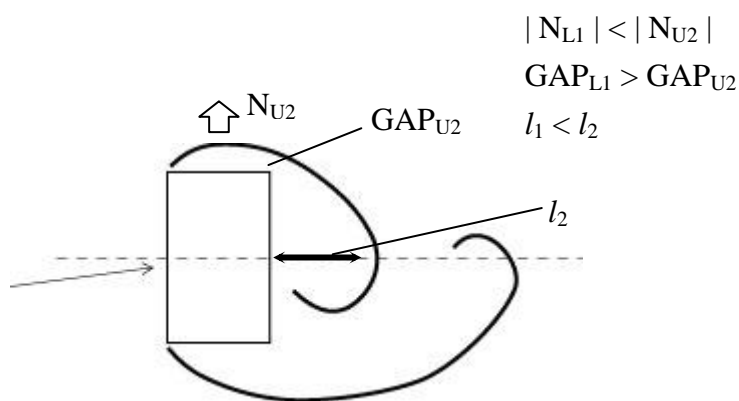
$N_U$  : 角柱上面に作用する  
負圧による正揚力  
 $N_L$  : 角柱下面に作用する  
負圧による負揚力  
 $P$  : 角柱下面に対する再付  
着による正揚力  
 $GAP_U$  : 角柱上面の剥離剪  
断層と角柱の距離  
 $GAP_L$  : 角柱下面の剥離剪  
断層と角柱の距離

(C)  $B/D=0.8 \sim 2.0$

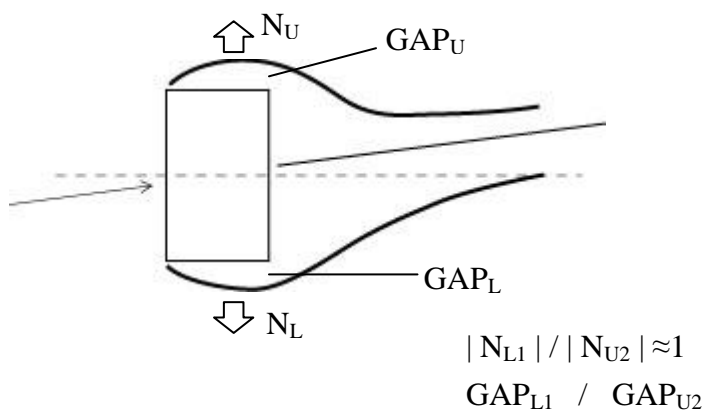
Fig.3-8(C) 揚力係数勾配特性から推定される2次元矩形断面周りの正迎角風に対する流れ場とカルマン渦の役割



(D1) スプリッタープレート無し, カルマン渦が下面から放出される瞬間



(D2) スプリッタープレート無し, カルマン渦が上面から放出される瞬間



(D3) スプリッタープレート有り, 時間平均流線

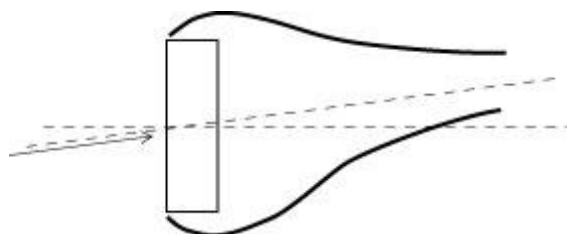
(D)  $B/D=0.5 \sim 0.7$

$N_U$ : 角柱上面に作用する  
負圧による正揚力  
 $N_L$ : 角柱下面に作用する  
負圧による負揚力  
 $P$ : 角柱下面に対する再付  
着による正揚力  
 $GAP_U$ : 角柱上面の剥離剪  
断層と角柱の距離  
 $GAP_L$ : 角柱下面の剥離剪  
断層と角柱の距離

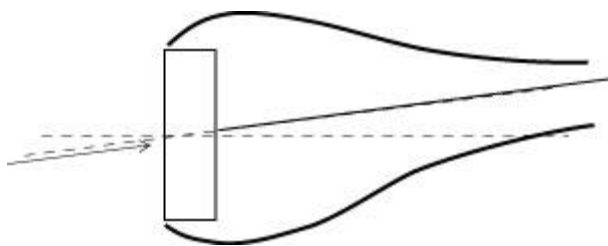
Fig.3-8(D) 揚力係数勾配特性から推定される 2 次元矩形断面周りの正迎角風に対する流れ場とカルマン渦の役割

逆に物体の後縁端から離れ，断面上面からカルマン渦が放出される瞬間のそれよりも大きいために，時間平均的には正の揚力係数勾配を持っているものであると考えられる．一方でスプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制すると，揚力係数勾配の絶対値が非常に小さくなっている．これは，剥離剪断層と断面側面が上下面とも大きく離れたために剥離剪断層が揚力として断面に与える影響が小さくなったためであると考えられる．つまり，カルマン渦放出を抑制することで剥離剪断層が伸びていると考えられる．

(E)  $B/D \leq 0.4$  : この流れ場の時間平均流線の模式図を Fig.3-8(E) に示す．この分類の断面に於いては，スプリッタープレートを挿入してカルマン渦放出を抑制しても揚力係数勾配の絶対値があまり変化していない．これは，元々剥離剪断層が断面に十分近づけず，剥離剪断層が揚力に与える影響が小さいため，スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制しても，揚力係数勾配に対する影響は小さいと考えられる．但し，少しではあるが絶対値が小さくなっていることから，スプリッタープレートでカルマン渦放出を抑制することで剥離剪断層がより断面側面から離れたものであると考えられる．



(E1) スプリッタープレート無し，時間平均流線



(E2) スプリッタープレート有り，時間平均流線

(E)  $B/D=0.3\sim 0.4$

Fig.3-8(E) 揚力係数勾配特性から推定される 2 次元矩形断面周りの正迎角風に対する流れ場とカルマン渦の役割

以上のことから，スプリッタープレートによってカルマン渦を抑制することによる剥離剪断層に与える影響は，スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制すると，断面からの剥離剪断層が伸び，曲率が小さくなっているということが分かる．このことの模式図を，Fig.3-9 に示す．即ち，『カルマン渦は剥離剪断層の曲率を大きくしている』とい

うことが出来る．これは乱流中に **Bluff Body** があるときに生ずる **After-body elongation** とよく似ている．

またこのことから，先に述べた迎角ゼロの状態での矩形断面の抗力係数に於いて，殆どの辺長比に於いてはスプリッタープレートでカルマン渦放出を抑制することで抗力係数が減少しているのに対し， $B/D=3.0$  矩形断面のみカルマン渦放出を抑制した方が大きな抗力係数を取っていることは以下のように説明される．そもそも抗力は接近流から断面の上流側が受ける動圧と，同程度かあるいはそれ以上の背圧によって生じているものであり，また背圧は断面後流に生成される渦によって生ずる低圧部に起因するものである．即ち， $B/D=3.0$  のような断面では，通常の流れ場に於いて時間平均的に再付着する断面であるので，カルマン渦放出は非常に弱く，背圧も小さい．ここでスプリッタープレートによってカルマン渦を抑制すると剥離剪断層の曲率が小さくなり，物体背面まで剥離剪断層が再付着することなく流れ込み，渦を巻くことで強い低圧部を生じていると考えられる．

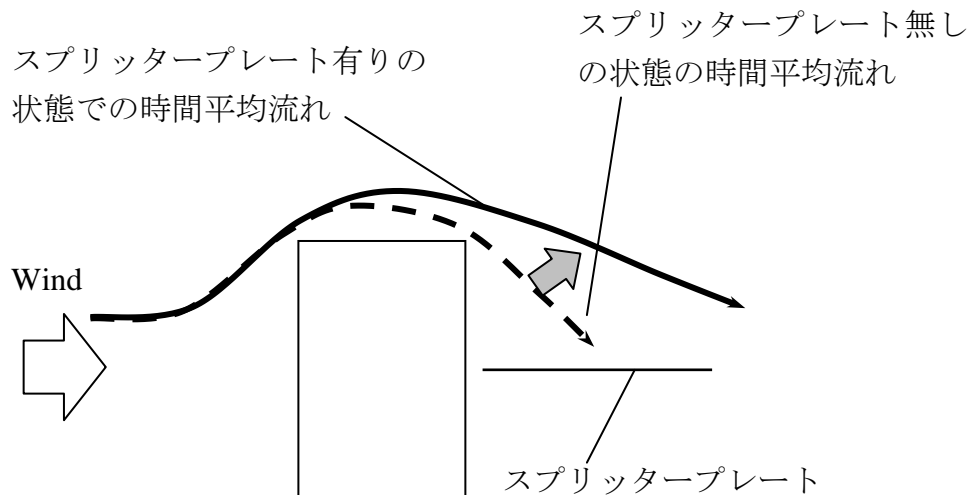


Fig. 3-9 スプリッタープレートによる流れ場の変化  
(Illustration)

### 3.5 静的空気力の迎角変化特性

Fig.3-10(a)~(c)に，抗力係数(a)，変動揚力係数(b)，揚力係数(c)の迎角変化特性( $\alpha=-10^\circ\sim 10^\circ$ )を，スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制したケースの結果と共に示す．

(a)抗力係数: まずスプリッタープレート無し抗力係数を見てみると， $B/D=0.3\sim 0.4$ では，迎角に対する変化が極めて小さい．これらの辺長比では，先に論じたように剥離剪断層と断面背面の距離が比較的離れているために，迎角変化に対する背圧の変化が極めて小さいためであると考えられる． $B/D=0.5\sim 1.0$ では， $\alpha=0^\circ$ を極大値として迎角の絶対値が大きくなると抗力係数が減少する傾向にある．これは，例えば正の迎角を考えた時に，断面下面の

剥離剪断層は断面に近づくと考えられるが、それ以上に上面からカルマン渦が放出される際に上面の剥離剪断層の巻き込みが物体背面から少し遠ざかることが要因として考えられる。 $B/D=1.5\sim2.0$  では、 $\alpha=0^\circ$ を極大値として迎角の絶対値が大きくなると抗力係数が減少する傾向にあるものの、 $\alpha=10^\circ$ 程度の大きな迎角に対しては抗力係数が増加する傾向にある。これは、閾値となる迎角まで抗力係数が減少するメカニズムは  $B/D=0.5\sim1.0$  と同様であると考えられるが、閾値を超えた時に抗力係数が増加するのは、 $\alpha=+10^\circ$ でカルマン渦が上面から放出する瞬間に於いて、上面の剥離剪断層が断面の背面からそれ程離れないためであると考えられる。 $B/D=3.0\sim5.0$  では、 $\alpha=0^\circ$ を極小値として迎角の絶対値が大きくなると抗力係数が増加する傾向にある。これらの断面では、迎角がない状態では剥離剪断層が完結的には再付着しないものの時間平均的に再付着している断面であるので、迎角を与えることによって再付着しない瞬間が増加し、断面背面に剥離剪断層がスムーズに流れ込んで巻き込む傾向にあるためであると考えられる。

次にスプリッタープレート有りの抗力係数を見てみると、 $B/D=0.3\sim2.0$  の辺長比では抗力係数の値はほぼ  $C_D=1.4$  と殆ど変化せず、迎角に対する変化も極めて小さい。これは、前節で議論したように、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制することで、剥離剪断層が背圧に与える影響が殆ど無くなったこと、またスプリッタープレートによって迎角に起因する剥離剪断層の形状の変化が小さくなったためであると考えられる。 $B/D=3.0\sim5.0$  の辺長比では、スプリッタープレート無しのが状態と殆ど変化が無い。これは、そもそもこれらの辺長比を持つ断面に於いては剥離剪断層が非定常に断面に再付着するので、カルマン渦が抗力に対して与える影響が元々小さいためであると考えられる。なお、 $B/D=3.0$  のスプリッタープレート有りの状態での小さい迎角に於いて抗力係数が大きくなっているのは前節で述べたとおりである。迎角が有る程度大きくなると片側からの剥離剪断層は時間平均的にも再付着しなくなるためスプリッタープレートが無い状態と類似した変化をすると考えられる。

(b)変動揚力係数:まず、変動揚力係数に対する迎角変化の影響を検討する。静止した **Bluff Body** に生ずる変動揚力は、先に述べたように、後流よどみ点の振動によって断面側面の剥離剪断層が断面に近づいたり遠ざかったりすることによって生ずるものであり、カルマン渦放出と対になるものである。従ってスプリッタープレートを挿入したケースでは辺長比、迎角に関わらず変動揚力係数は極めて小さくなる。スプリッタープレートが無いケースに於いて、 $B/D=0.3\sim0.4$  の辺長比では $\alpha=0^\circ$ を極小値として迎角の増加と共に変動揚力係数も増加する。元々これらの断面では、辺長比が小さく剥離剪断層の影響をあまり受けていない断面であるため、変動揚力係数の値そのものが小さい。また、ある程度の迎角を与えると、片側の剥離剪断層が相対的に断面側面に近づくので、変動揚力係数が僅かながら増加するものであると考えられる。 $B/D=0.5\sim0.7$  の辺長比では、 $\alpha=-2^\circ\sim+2^\circ$ では変動揚力係数がほぼ一定値をとり、それ以上迎角が付くと迎角に伴い変動揚力係数が減少する。これらの断面は、最もカルマン渦の巻き込みが強いため、迎角の変動揚力係数への影響が比較的小さいものであると考えられる。 $B/D=0.8\sim1.0$  の辺長比では、辺長比が増加するに従って $\alpha=0^\circ$ に於ける変動揚力係数が低下する。変動揚力係数の値が全体的に低下するのは辺長比が大きくなるに従い再付着する瞬間が増加するためであると考えられるが、迎角が付いている状態



では、片側に於いてその程度が小さいためであると考えられる。 $B/D=1.5\sim2.0$  の辺長比では、 $\alpha=0^\circ$ に於ける変動揚力係数は少し小さな辺長比のそれと比較して、辺長比の増加に伴い徐々に低下する傾向にあるが、迎角を伴った場合の変動揚力係数が急激に低下している。これは、迎角が付くことによって片側の再付着が促進されるためであると考えられる。 $B/D=3.0\sim5.0$  の辺長比では、迎角の増加に伴って変動揚力係数が低下する。これも、迎角が付くことによって片側の再付着が促進されるためであると考えられる。

(c)揚力係数：まず、揚力係数に対する迎角変化の影響を検討する。 $\alpha=0^\circ$ 近傍に於ける流れ場の分類と、スプリッタープレートによるカルマン渦抑制時の流れ場と空気力係数の関係は、前節に於いて既に述べた。ここでは、 $\alpha=-10^\circ\sim+10^\circ$ に亘る迎角に対する影響、特に大きな迎角を与えた時の迎角変化特性に関して記述する。 $B/D=0.3\sim0.4$  の辺長比では、 $\alpha=-10^\circ\sim+10^\circ$ に亘って、揚力係数が迎角に対して単調増加となっている。これは、剥離剪断層に対して断面が十分に遠いため、 $\alpha=-10^\circ\sim+10^\circ$ 程度の迎角ではその影響が小さいと考えられる。 $B/D=0.5\sim0.7$  の辺長比では、一つの極値を持ち、迎角が大きくなると揚力が低下する。これは、ある程度大きな迎角では、迎角を与えることで近づく側の隅部と剥離剪断層が接近することで、急激に内部循環流が形成されやすくなるためであると考えられる。あるいは、遠ざかる側の隅部から剥離剪断層がある程度遠ざかることにより、急激に圧力回復が生じるためであると考えられる。 $B/D=0.8\sim1.5$  の辺長比では、 $\alpha=-10^\circ\sim+10^\circ$ に亘って、揚力係数が迎角に対して単調減少となっている。これは、迎角に対して近づく側の剥離剪断層は益々隅部に近づき、かつ時間平均的には決して再付着しないためであると考えられる。また、遠ざかる側の隅部と剥離剪断層が益々遠ざかることによるものであると考えられる。 $B/D=2.0$  では、大きな迎角を与えることで負の揚力係数の絶対値が小さくなっている。これは、迎角を与えることで剥離剪断層が後縁端付近で再付着を伴っていることによると考えられる。 $B/D=3.0\sim5.0$  の辺長比では、迎角に対して増加した揚力係数が、閾値を境に減少する。これは、これらの断面が $\alpha=0^\circ$ に於いて時間平均的に再付着を伴う断面であることを考えると、迎角を与えることで上面の剥離剪断層が断面側面から急激に離れることで圧力回復を生じ、所謂失速角に至っているものであると考えられる。

次に、スプリッタープレートを設置したケースに於ける揚力係数の迎角変化特性について検討する。 $B/D=0.3\sim0.5$  の辺長比では、迎角に対して揚力係数は単調増加となっている。時間平均的な流れ場の構造としては、スプリッタープレートを設置していない  $B/D=0.3$  矩形断面周りの流れ場に類似するものであると考えられる。この様な特性が、スプリッタープレートを設置していないケースと比較して対応する辺長比が大きい方に増加したのは、前述したようにスプリッタープレートの設置によって剥離剪断層が伸びたことに対応すると考えられる。 $B/D=0.6\sim1.5$  の辺長比では、 $\alpha=-10^\circ\sim+10^\circ$ に亘って揚力係数は迎角に対して単調減少となっている。これは、迎角に対して近づく側の剥離剪断層は益々隅部に近づき、かつ時間平均的には決して再付着しないためであると考えられる。また、遠ざかる側の隅部と剥離剪断層が益々遠ざかることによるものであると考えられる。 $B/D=2.0\sim4.0$  の辺長比では、 $\alpha=0^\circ$ 近傍で迎角に対する揚力係数が減少傾向にあるものの、閾値をもって増加傾向に転じている。これは、ある程度迎角を付けることで近づく側の後縁端付近で剥離剪断層が再付着を伴うことによると考えられる。 $B/D=5.0$  の辺長比では、 $\alpha=-10^\circ\sim+10^\circ$ に亘って揚

力係数は迎角に対して単調増加となっている。これは、スプリッタープレートを設置したこれらの断面が $\alpha=0^\circ$ に時間平均的に再付着を伴う断面であるためであると考えられる。また、 $\alpha=-10^\circ\sim+10^\circ$ に亘って極値が見られないことから、剥離剪断層が伸びることで $\alpha=-10^\circ\sim+10^\circ$ では失速角に至らないものであると考えられる。

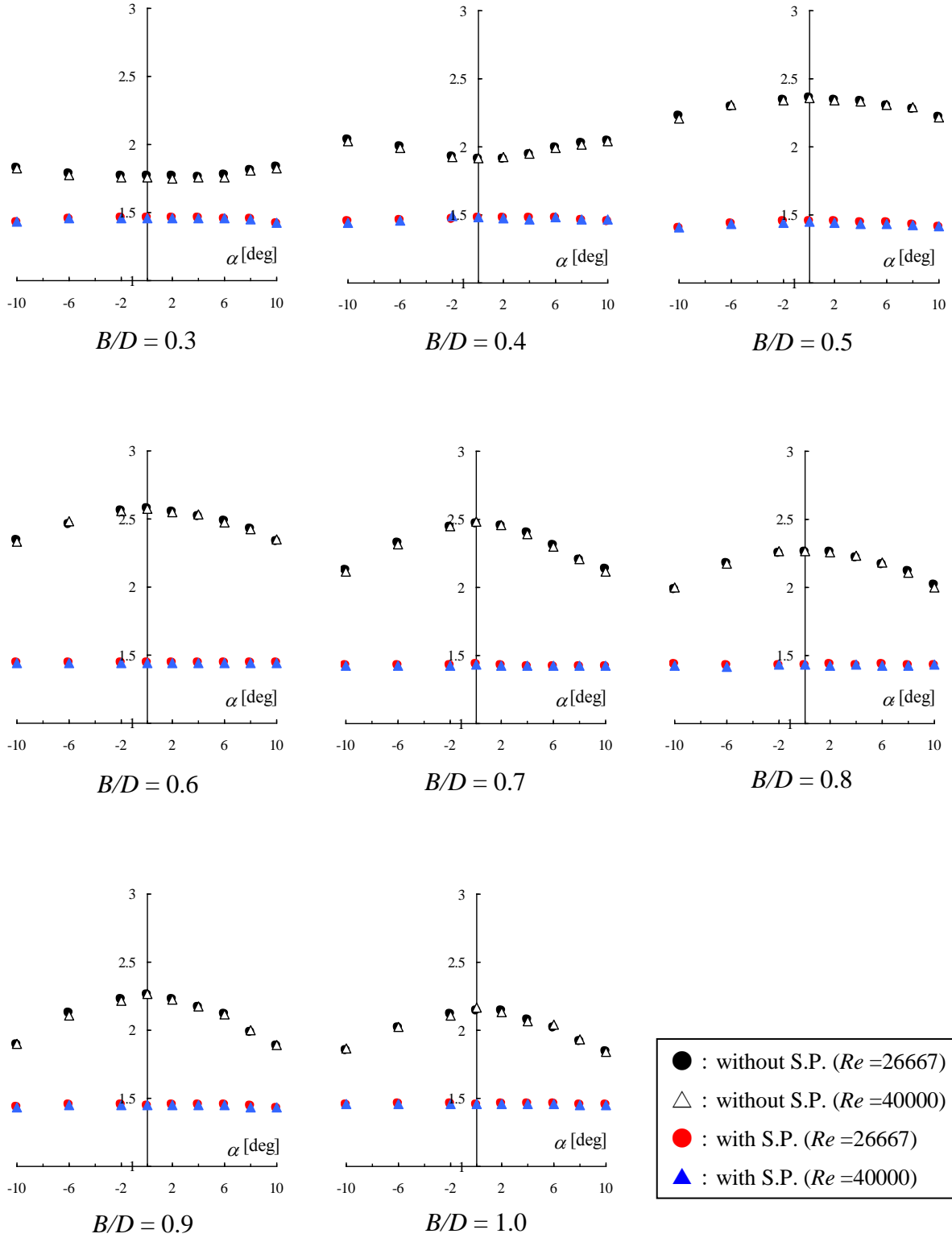
### 3.6 まとめ

$B/D=0.3\sim5.0$  の辺長比を持つ矩形断面の静的空気力測定実験を行うことで、得られた結論を以下に挙げる。

- ・カルマン渦は、断面背面に低圧部を生じることで背圧として抗力に影響を与える。
- ・一様流中に存在する矩形断面で生じる変動揚力は、その全てがカルマン渦放出による剥離剪断層の振動によるものである。従って、大きな辺長比の断面は断面側面で剥離剪断層が時間平均的に再付着するので、抗力係数及び変動揚力係数に及ぼすカルマン渦の影響は極めて小さいものとなる。
- ・断面の後縁端を面取りすることで、カルマン渦放出特性を殆ど変化させることなく剥離剪断層と断面側面及び後縁端の距離を変化させることが出来る。これらの結果から、静的空気力特性は、上述したカルマン渦の影響以外の特性、つまり前縁端から剥離した剥離剪断層の時間平均的な形状と断面との位置関係によって支配されていることが確認される。本研究では、このカルマン渦を除いた断面周りの流れの特性を、『本質的な Bluff Body 周りの流れ, Fundamental Bluff Body Flow』と呼ぶことにする。
- ・この Fundamental Bluff Body Flow の特性によって、揚力係数勾配特性が支配されていることから、Bluff Body に生ずるギャロッピングの発生の有無がこれによって支配される。
- ・スプリッタープレートを断面後流に設置することで、2 つの剥離剪断層の干渉を妨げることからカルマン渦放出を抑制することが出来る。この時、スプリッタープレートを設置した系ではスプリッタープレートを含めた系として剥離剪断層の曲率または剥離バブルの大きさが決定される。この剥離剪断層の曲率は、スプリッタープレートを挿入しない時のそれと比べて小さく、断面辺長比から受ける影響、並びに迎角変化に対する影響は小さい。

以上のことから、本実験から得られるカルマン渦放出が Bluff Body の静的空気力特性に及ぼす影響は、以下の三点に集約される。

1. 断面後流に於ける流れの巻き込みによって生ずる低圧部により、抗力を増大させる。
2. 断面側面の剥離剪断層を振動させ、断面側面との距離を周期的に変化させることにより変動揚力を生じさせる。
3. 時間平均的な剥離剪断層の曲率を大きくし、辺長比によっては断面側面への再付着を促す効果を持つ。



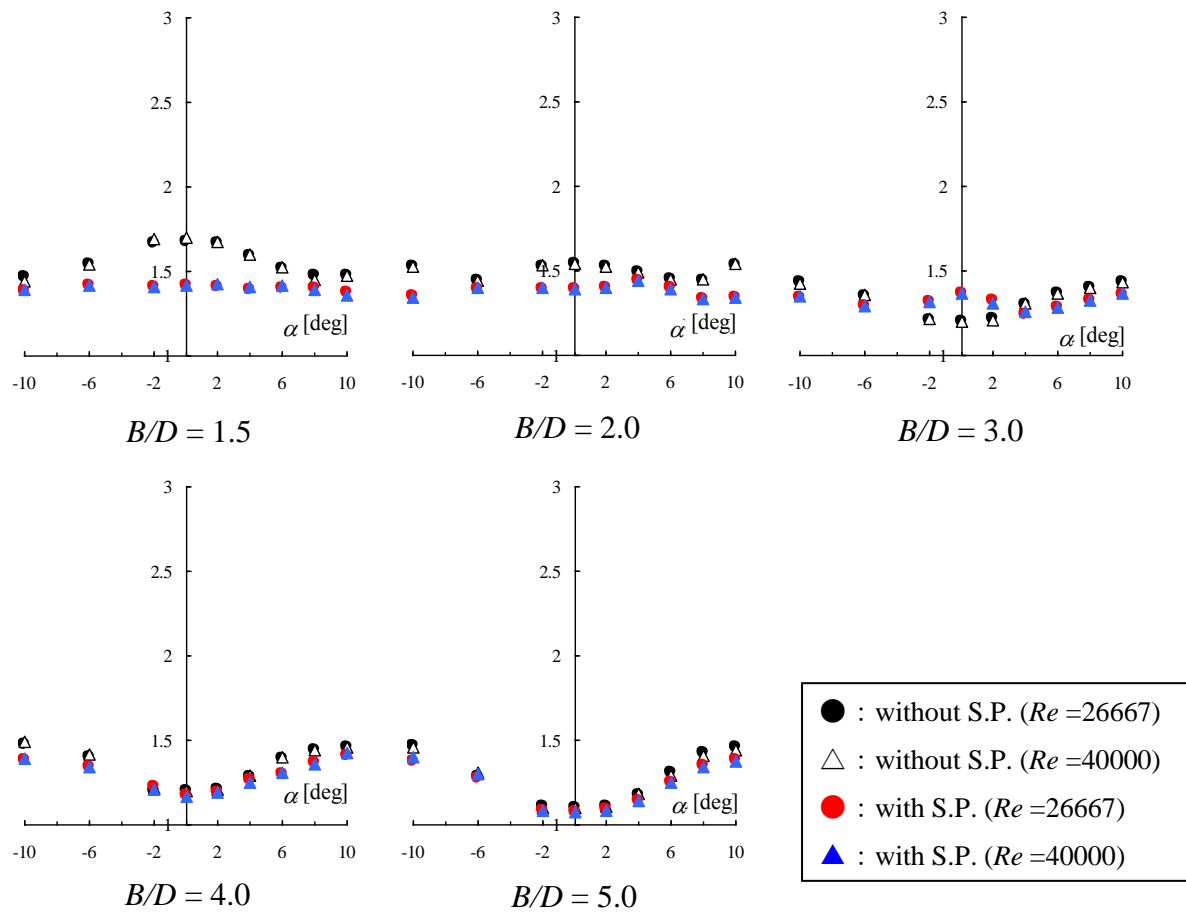
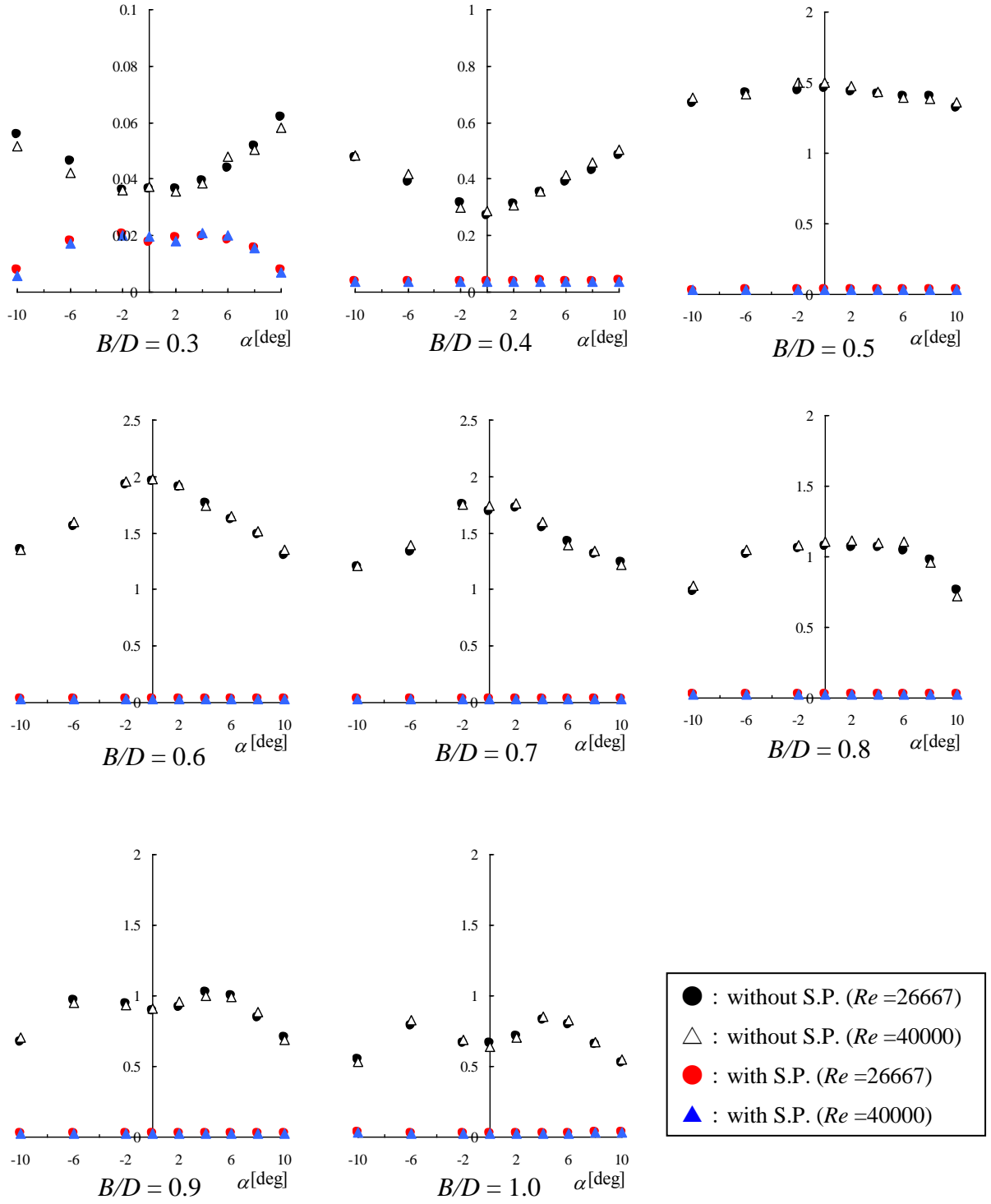


Fig.3-10(a) 一様流中矩形断面に於ける抗力係数に及ぼすカルマン渦の影響  
並びに迎角変化特性 ( $\alpha = -10^\circ \sim +10^\circ$ )



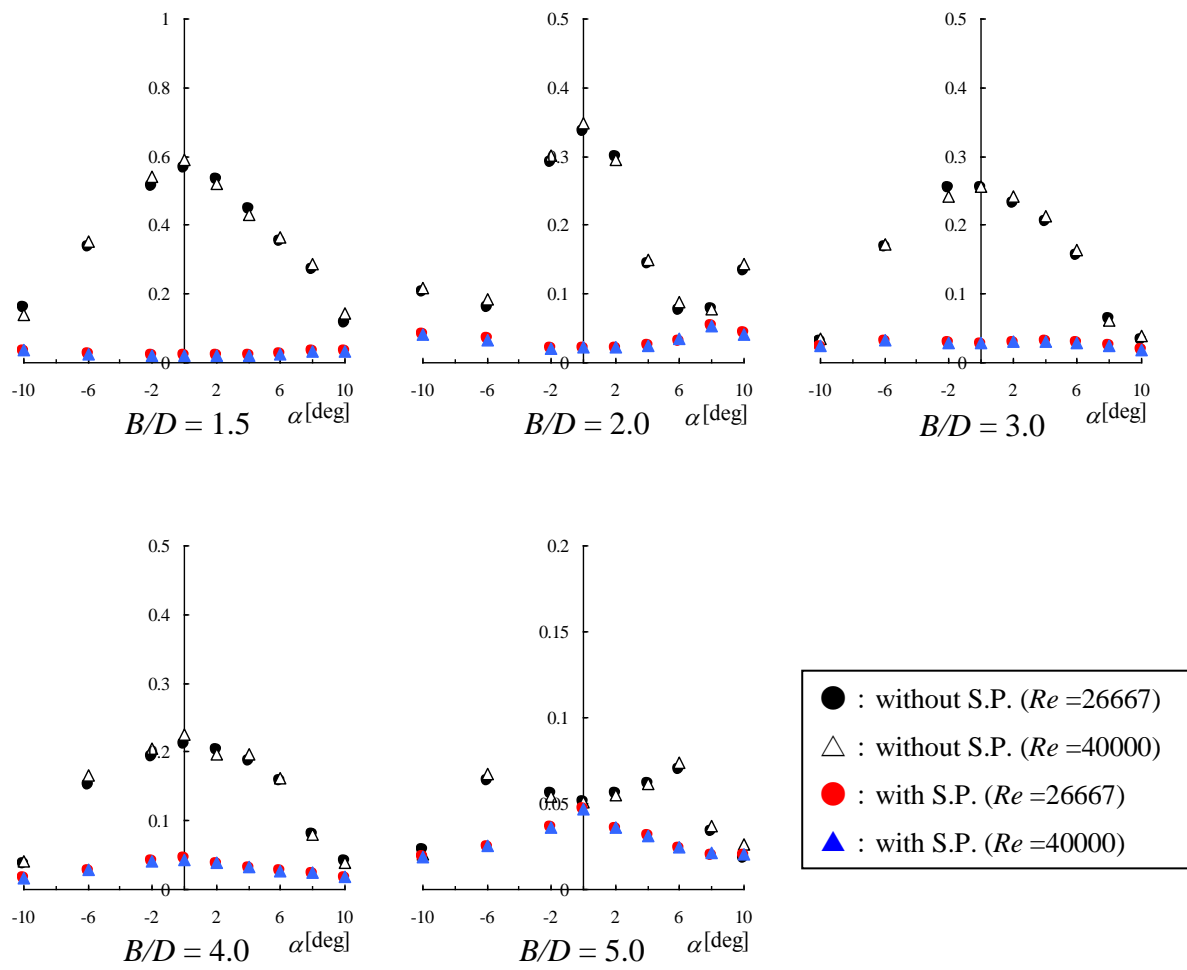
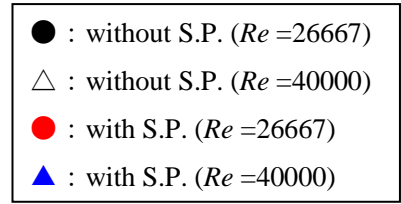
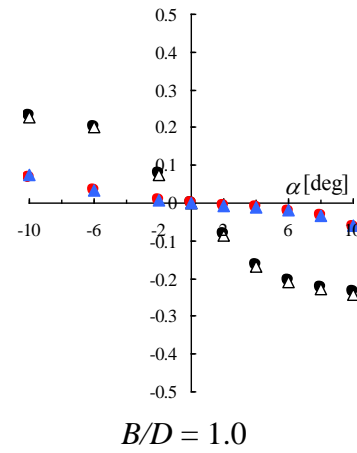
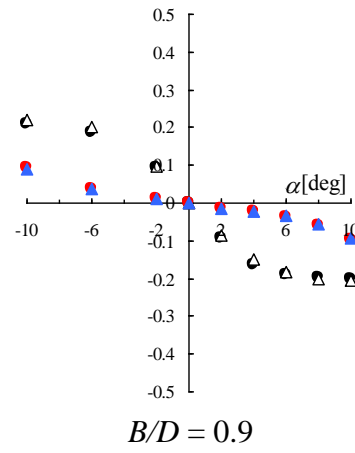
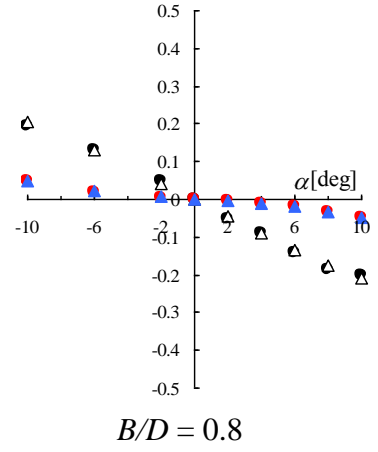
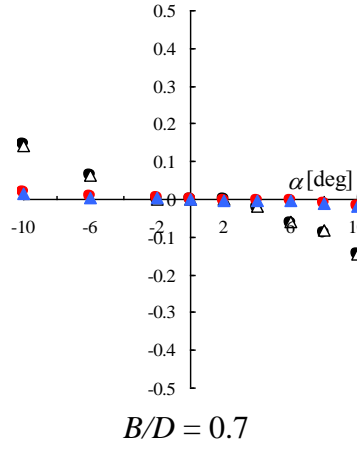
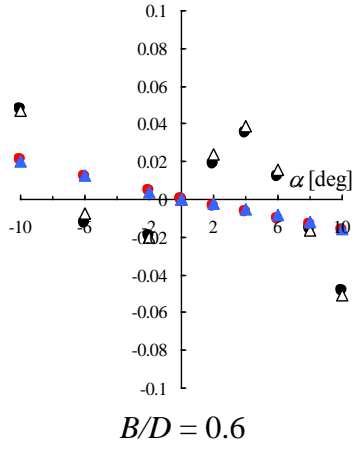
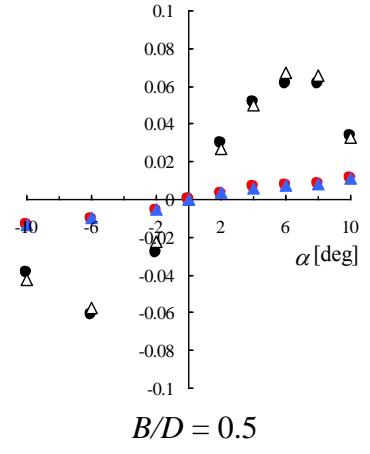
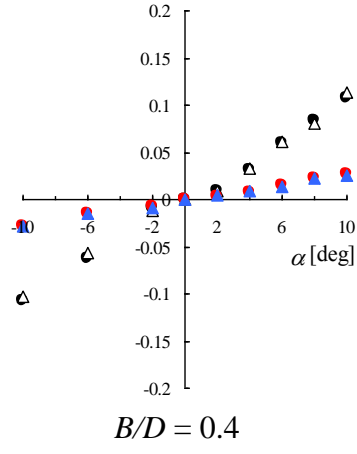
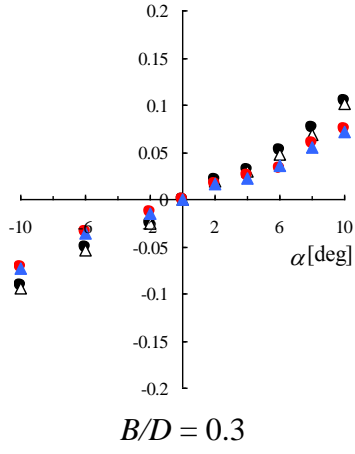


Fig.3-10(b) 一様流中矩形断面に於ける変動揚力係数に及ぼすカルマン渦の影響  
並びに迎角変化特性( $\alpha = -10^\circ \sim +10^\circ$ )



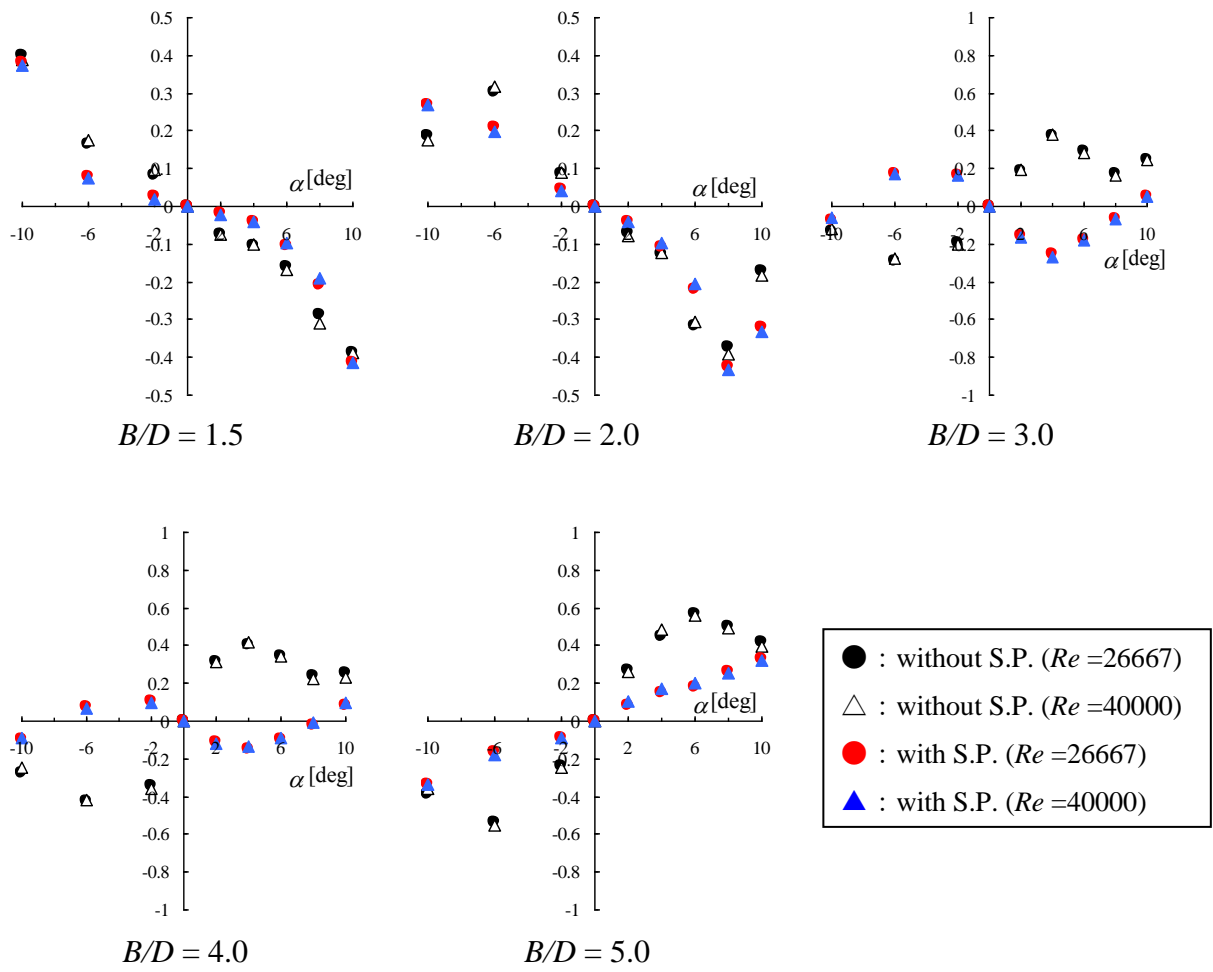


Fig.3-10(b) 一様流中矩形断面に於ける揚力係数に及ぼすカルマン渦の影響  
並びに迎角変化特性( $\alpha = -10^\circ \sim +10^\circ$ )



## 参考文献

- 1) 中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理: "矩形断面の抗力に関する一実験", 日本航空学会誌, **vol.16**, no.168, pp.1-5, 1968.
- 2) K. Shimada and T. Ishihara: "Prediction of aerodynamic vibration of rectangular cylinders by  $k$ - $\varepsilon$  model", *Journal of Aerospace Engineering*, pp.122-135, 1999.
- 3) Y. Otsuki, K. Fujii, K. Washizu and A. Ohya: "Wind tunnel experiments on aerodynamic forces and pressure distributions of rectangular cylinders in a uniform flow", *Proceedings of 5<sup>th</sup> symposium on Wind Effects on Structures*, pp.169-176, 1978.
- 4) H. Sakamoto, H. Haniu and Y. Kobayashi: "Fluctuating force acting on rectangular cylinders in uniform flow", *Trans. JSME Ver. B, Tokyo* **55(516)**, pp.2310-2317, 1989.
- 5) K. Washizu, A. Ohya, Y. Otsuki and K. Fujii: "Aeroelastic instability of rectangular cylinders in a heaving mode", *Journal of Sound and Vibration*, 59(2), pp.195-210, 1978.
- 6) T. Tamura and Y. Ito: "Three-dimensional simulation of flow and pressure around an elongated rectangular cylinder", *J. Struct. and Constr. Engrg.*, Tokyo, pp. 41-48, 1995.
- 7) Bearman, P. W. and Trueman, D. M.: "An investigation of the flow around rectangular cylinders", *The Aeronautical Quarterly* **23**, 229-237, 1972.
- 8) 溝田武人, 岡島厚: "一様流中にある断面比 0.4~1.5 角柱周りの剥離流れと流体力の変化について", 第 7 回風工学シンポジウム論文集, pp.75-82, 1982.
- 9) 西村宏昭: "Bluff Body の空力特性に関する基礎的研究", 京都大学学位論文, 2001.
- 10) 溝田武人, 岡島厚: "角柱周りの時間平均流れに関する実験的研究", 土木学会論文集, 第 312 号, pp.49-57, 1981.



## 第4章 矩形断面の非定常空気力特性とカルマン渦の影響

### 4.1 概説

前章に於いては、スプリッタープレートを用いた静的空気力実験から、流れ場が静的空気力に与える影響を、カルマン渦によるものと剥離剪断層の曲率と断面との位置関係によるものに分離し、後者を『Fundamental Bluff Body Flow』と呼んだ。本章では、動的な空気力特性に与えるカルマン渦の影響、特にギャロッピングの発現に対する影響を議論するために、非定常空気力測定実験結果に関する考察を加える。

序論で述べたように、カルマン渦と動的な空力現象との関係に関する既往の研究としては、以下のようなものが挙げられる。Scruton<sup>1)</sup>は、正方角柱に於いて、十分に  $Sc$  数の小さな系でもギャロッピングの発現風速はゼロに向かわず、カルマン渦型渦励振の発現無次元風速によってギャロッピングの発現無次元風速が決定されることを示した (Fig.4-1)。Nakamura<sup>2)</sup>は、それまで議論されてきた十分に高無次元風速域で発現する準定常理論で説明できるギャロッピングを高風速ギャロッピングと呼び、カルマン渦と振動系の共振無次元風速よりも低い無次元風速で生じる振動を低風速ギャロッピングと名づけ分類した (Fig.4-2)。また、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制した時に生じるギャロッピングは全て高風速ギャロッピングであるとした。Matsumoto<sup>3)</sup>は、傾斜ケーブルに於いて、軸方向流れがスプリッタープレートのような役割をすることで円断面に於いてもギャロッピングが生じること、また、降雨によってある特定の位置に水路が形成された際にカルマン渦放出が抑制され、大振幅振動が生じることを示した。

この様に、カルマン渦放出とギャロッピング不安定においては密接な関係が存在する。つまり、前章で静的空気力特性によって示したように、何らかの方法でカルマン渦を抑制した際に生じるギャロప్ప

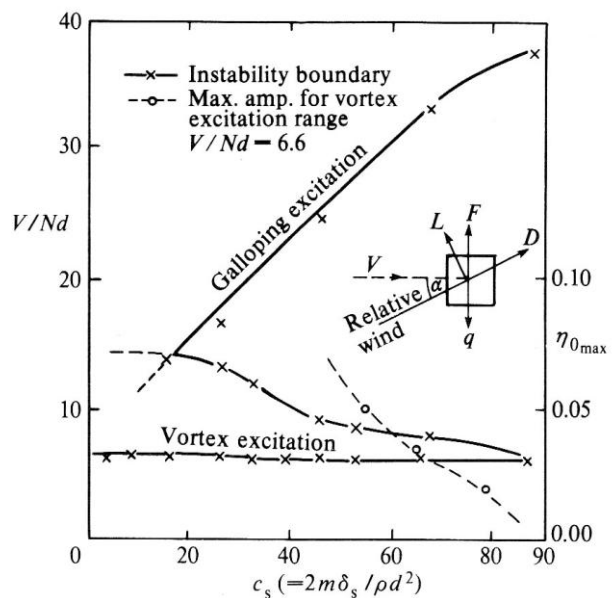
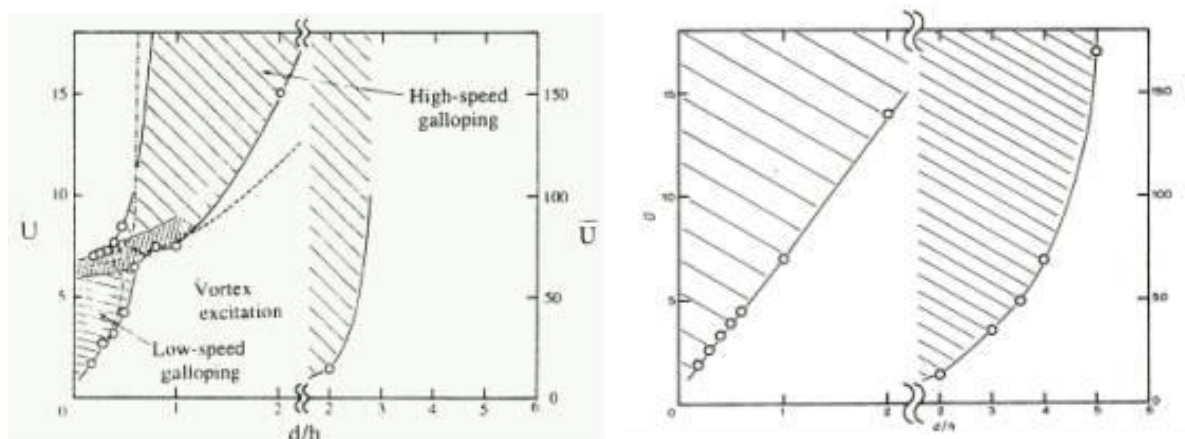


Fig. 4-1 正方角柱におけるギャロッピングとカルマン渦型渦励振の干渉, Scruton<sup>1)</sup>, 1963



a) スプリッタープレート無し

b) スプリッタープレート有り

Fig. 4-2 矩形断面に於けるカルマン渦励振とギャロッピングの干渉,  
Nakamura<sup>2)</sup>, 1994

は、Fundamental Bluff Body Flow の特性によって生じていることが考えられる。

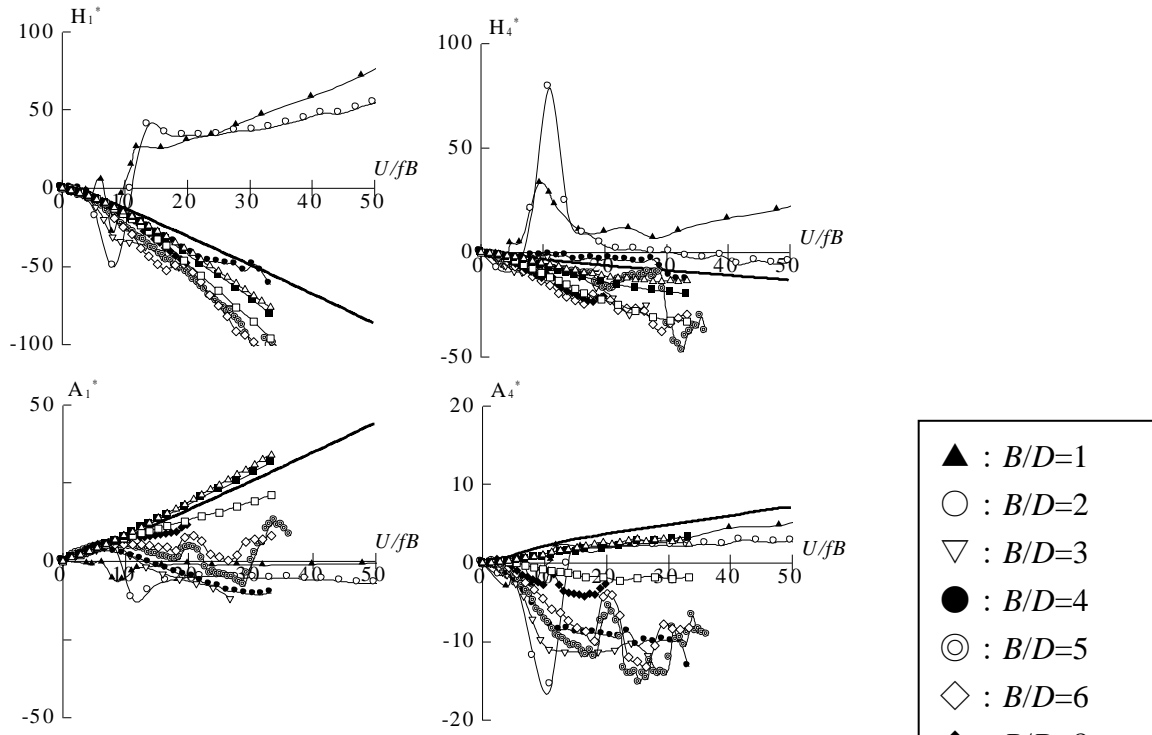
そこで本研究では、 $B/D=0.3\sim15.0$  矩形断面に対してたわみ／ねじれ 1 自由度の強制加振実験を、スプリッタープレートを設置しない場合並びに設置した場合で行い、カルマン渦が矩形断面の非定常空気力特性に与える影響を調査する。また、本研究では空気振動の中でも特にギャロッピングに焦点を当てているので、ここではたわみ 1 自由度強制加振実験結果について詳述する。また、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制して空気力特性の変化を議論する研究は、本研究を含めて多く行われているが、本研究に於いて、スプリッタープレートがカルマン渦放出を抑制する以外の効果を持っていることが明らかになったので、そのスプリッタープレートの効果と空気力の評価についても述べる。さらに、矩形断面に発現するギャロッピング特性を、無次元風速の変化とカルマン渦放出の変化という観点から考察し、ギャロッピングと Fundamental Bluff Body Flow の関係を論ずる。

#### 4.2 スプリッタープレート設置によるカルマン渦放出抑制が矩形断面の非定常空気力特性に与える影響

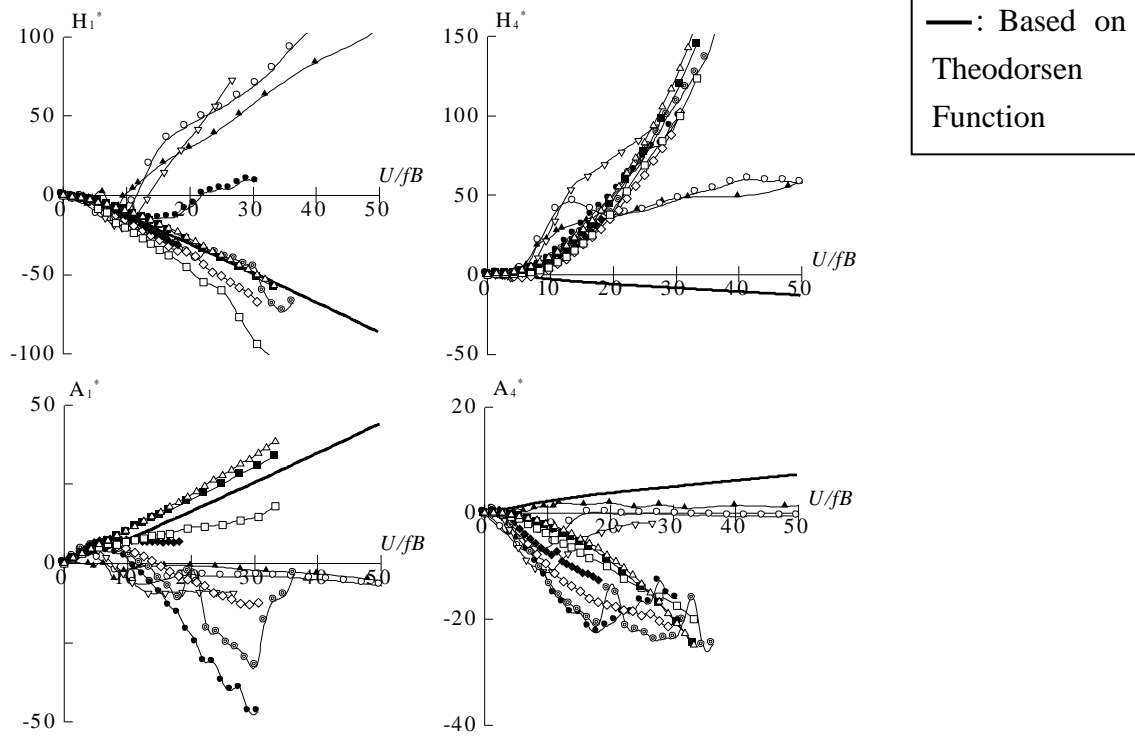
本節では、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制した際に、非定常空気力係数全般の特性がどのように変化するかを示す。Fig.4-3, 4-4 に、辺長比  $B/D=1.0\sim15.0$  の矩形断面に於けるスプリッタープレート無し／有りでの各非定常空気力係数を、平板の理論解である Theodorsen 関数に基づく理論値と共に示す。スプリッタープレートを設置しないケースに於ける辺長比  $B/D=1.0\sim2.0$  の矩形断面に関しては、カルマン渦との共振無次元風速付近で各非定常空気力係数に大きな変動が見られるが、それよりも大きな辺長比を持つ断面に関しては、カルマン渦との共振無次元風速付近に於いても各非定常空気力係数に大

きな変動は見られない。これは、 $B/D \geq 3.0$  の矩形断面は静止した状態での前縁からの剥離剪断層が時間平均的に再付着する断面であるため、カルマン渦が各非定常空気力係数に及ぼす影響は小さいものであることを示している。さらに、スプリッタープレートを設置してカルマン渦放出を抑制したケースを見てみると、スプリッタープレートを設置していないケースで見られたカルマン渦との共振無次元風速付近に於ける各非定常空気力係数に大きな変動が見られなくなり、無次元風速に対する各非定常空気力係数の変化が滑らかになっている。また、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制すると、カルマン渦との共振無次元風速域のみならず、広範囲の無次元風速域での非定常空気力係数に影響を及ぼしていることが分かる。さらに、各非定常空気力係数の、断面辺長比に対する変化を見ると、スプリッタープレートを設置してカルマン渦放出を抑制したケースに於いてはスプリッタープレートを設置していないケースと比較して、断面辺長比に対する変化が連続的に推移するように変化している。このことは、静止状態で剥離剪断層が時間平均的に剥離型から再付着型に変化する、 $B/D=2.0$  と  $3.0$  の間に於いて顕著である。これらのことから、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制すると、スプリッタープレートを含めた系によって剥離バブルの大きさが支配され、断面辺長比の影響をあまり受けず、剥離剪断層と断面との位置関係によってのみに各非定常空気力係数が支配されているものであると考えられる。

さて、ここで  $H_1^*$  がカルマン渦放出との共振無次元風速域よりも高無次元風速域で負値からゼロクロスして正值へ変化する断面に着目すると、スプリッタープレートを設置しないケースに於いては、 $B/D=1.0 \sim 2.0$  においてこの様なゼロクロスが見られるが、スプリッタープレートを設置してカルマン渦放出を抑制したケースに於いては  $B/D=1.0 \sim 4.0$  で見られる。この結果は、前章に於いて静的空気力係数によって論じたように、スプリッタープレートを設置することで剥離剪断層の曲率が小さくなり、 $B/D=3.0 \sim 4.0$  に於いて時間平均的に再付着を伴わなくなったことによるものであると考えられる。



(a) スプリッタープレート無し



(b) スプリッタープレート有り

Fig.4-3 矩形断面の非定常空気力特性( $H_1^*$ ,  $H_4^*$ ,  $A_1^*$ ,  $A_4^*$ .)

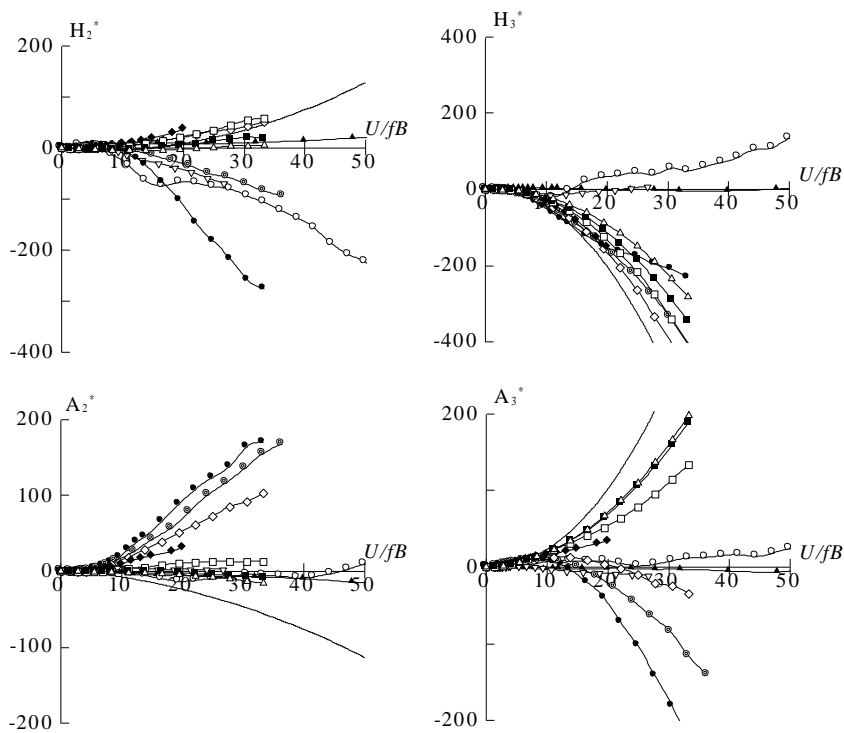
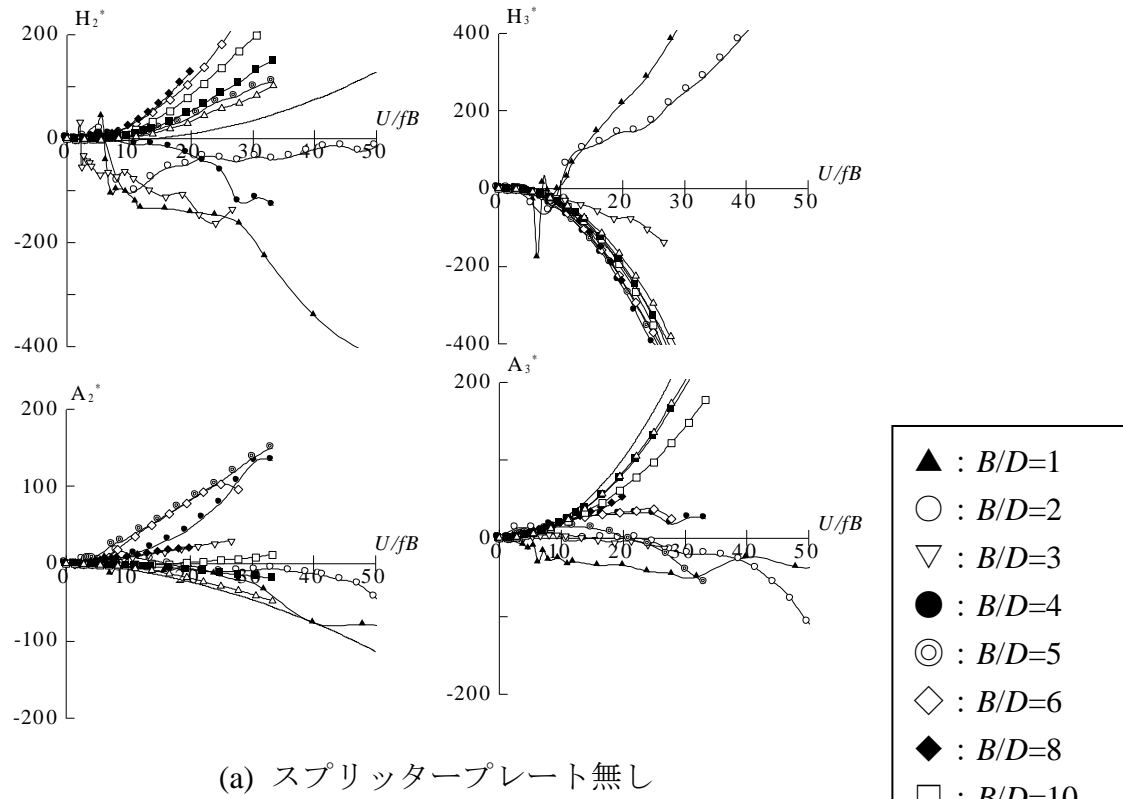


Fig.4-4 矩形断面の非定常空気力特性( $H_2^*$ ,  $H_3^*$ ,  $A_2^*$ ,  $A_3^*$ )

次に、 $H_4^*$ と $A_4^*$ に着目する．一般的に、矩形断面は辺長比が大きくなると平板に近づくので矩形断面の各非定常空気力係数は辺長比が大きくなるにつれて平板の理論解である Theodorsen 関数に基づく解に漸近する．一方で、スプリッタープレートの挿入によってカルマン渦放出を抑制した場合を考えても、断面辺長比の大きな断面、即ち平板に近い断面に於いては、断面側面に時間平均的に再付着することから、カルマン渦放出が各非定常空気力係数に及ぼす影響はそもそも小さいはずである．従って、スプリッタープレートの設置によってカルマン渦を抑制しても、断面辺長比の大きな断面に於いてはその影響は極めて小さいはずである．し

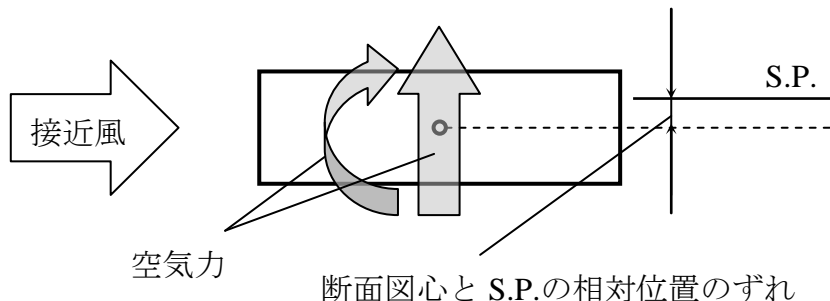


Fig.4-5 系の非対称性によって発生する空気力

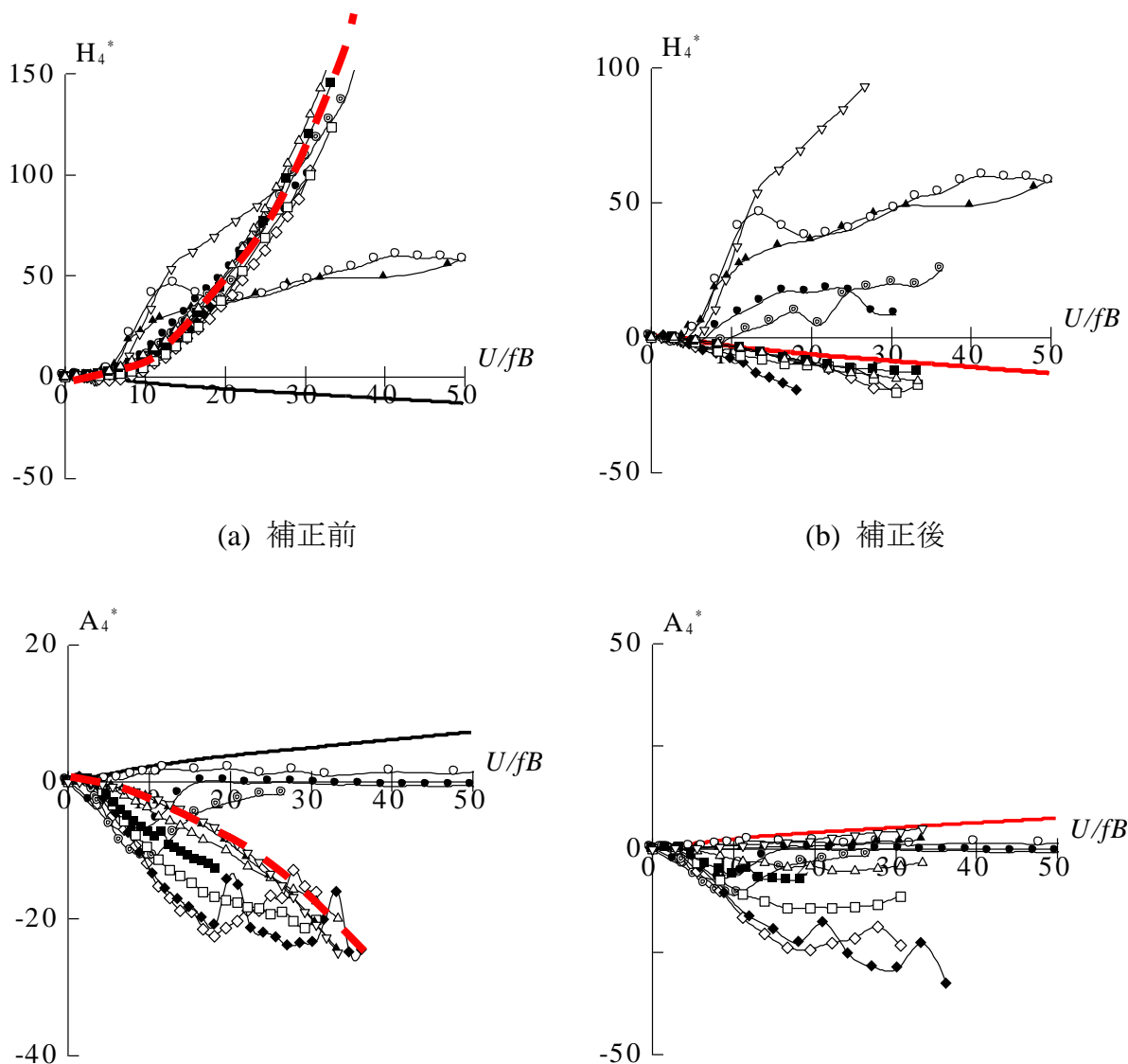


Fig.4-6 矩形断面の非定常空気力特性( $H_2^*$ ,  $H_3^*$ ,  $A_2^*$ ,  $A_3^*$ .)



かしながら、スプリッタープレートを設置してカルマン渦放出を抑制したケースを見ると、断面辺長比が大きくなるにつれて Theodorsen 関数に基づく解でなく別の曲線に収束しているように見受けられる。このことは、スプリッタープレートがカルマン渦放出を抑制する以外の役割を持っていることに他ならない。そもそも  $H_4^*$  と  $A_4^*$  は非定常揚力と非定常モーメントが変位に比例する成分である。即ち、これらの Theodorsen 関数に基づく解とのずれは、スプリッタープレートと加振された断面との位置関係のずれによる非対称な系から生ずる流体力であると考えられる。この状態を Fig.4-5 に模式図として示す。本研究ではこの流体力を準定常力であると仮定し、スプリッタープレートを設置して計測した非定常揚力と非定常モーメントから差し引くことによって  $H_4^*$  と  $A_4^*$  の補正を試みた。Fig.4-6 にその結果を示す。Fig.4-6 に示す様に、辺長比が大きくなるにつれて Theodorsen 関数に基づく理論解に漸近するように補正されたことから、この非対称性による流体力の準定常仮定が正しいことが確認される。一方で、 $H_4^*$  と  $A_4^*$  以外の非定常空気力係数に於いても、スプリッタープレートの設置によってカルマン渦放出を抑制する以外の影響があり、流体力に及ぼしていると考えられる。たわみ速度に比例する  $H_1^*$  と  $A_1^*$  に於いては、各無次元風速に対応する断面とスプリッタープレートとの間の相対迎角でスプリッタープレートを加振することで、この流体力を評価することが出来ると考えられる。しかしながら、この手法では、風洞内の閉塞率の観点から接近流そのものに大きな影響を及ぼしてしまうため、想定する流体力を正しく計測することが出来ないことが確認された。この流体力の評価は今後の課題として解決すべき問題である。但し、先に述べた  $B/D=3.0\sim4.0$  で生ずる  $H_1^*$  の変化に関しては、静的空気力特性との対応が正しく取れているため、若干の補正が必要であったとしても、妥当な結果であると考えられる。

#### 4.3 カルマン渦放出と無次元風速の変化に対する $H_1^*$ の変化の関係

本節では、矩形断面に生ずるギャロッピングとカルマン渦放出との関係について考察を加える。Fig.4-7 に、スプリッタープレートを設置しない状態での各矩形断面における  $H_1^*$  を示す。なお、本節で示す非定常空気力係数は、カルマン渦放出と非定常空気力係数の関係を明確にするため、横軸の無次元風速に於ける代表長を、断面の見付幅  $D$  にとっていることを留意されたい。まず、 $H_1^*$  を測定する強制加振状態に於いて、各無次元風速における流れ場、特にカルマン渦放出がどのようになっているかを整理し、模式図で表すと、Fig.4-8(a)(b)(c)のようになる。この様に、(a)カルマン渦放出との共振無次元風速以下( $U_R < 1/S_l$ )、(b)カルマン渦放出との共振無次元風速域( $U_R \doteq 1/S_l$ )、(c)カルマン渦放出との共振無次元風速域に対して十分高無次元風速域( $U_R > 1/S_l$ )の 3 つに分類される。即ち、カルマン渦放出と断面の振動の共振無次元風速に於いては、断面の振動とカルマン渦の放出が同じ時間スケールであるのに対して、低無次元風速域ではカルマン渦放出が断面の振動よりも大きな時間スケールで放出され、高無次元風速域では小さな時間スケールで放出されている。ここで、前章で論じた様に、Fundamental Bluff Body Flow の観点からカルマン渦放出が剥離剪断層の時間平均的な曲率を大きくしているということを踏まえると、高無次元風速域でギャロッ

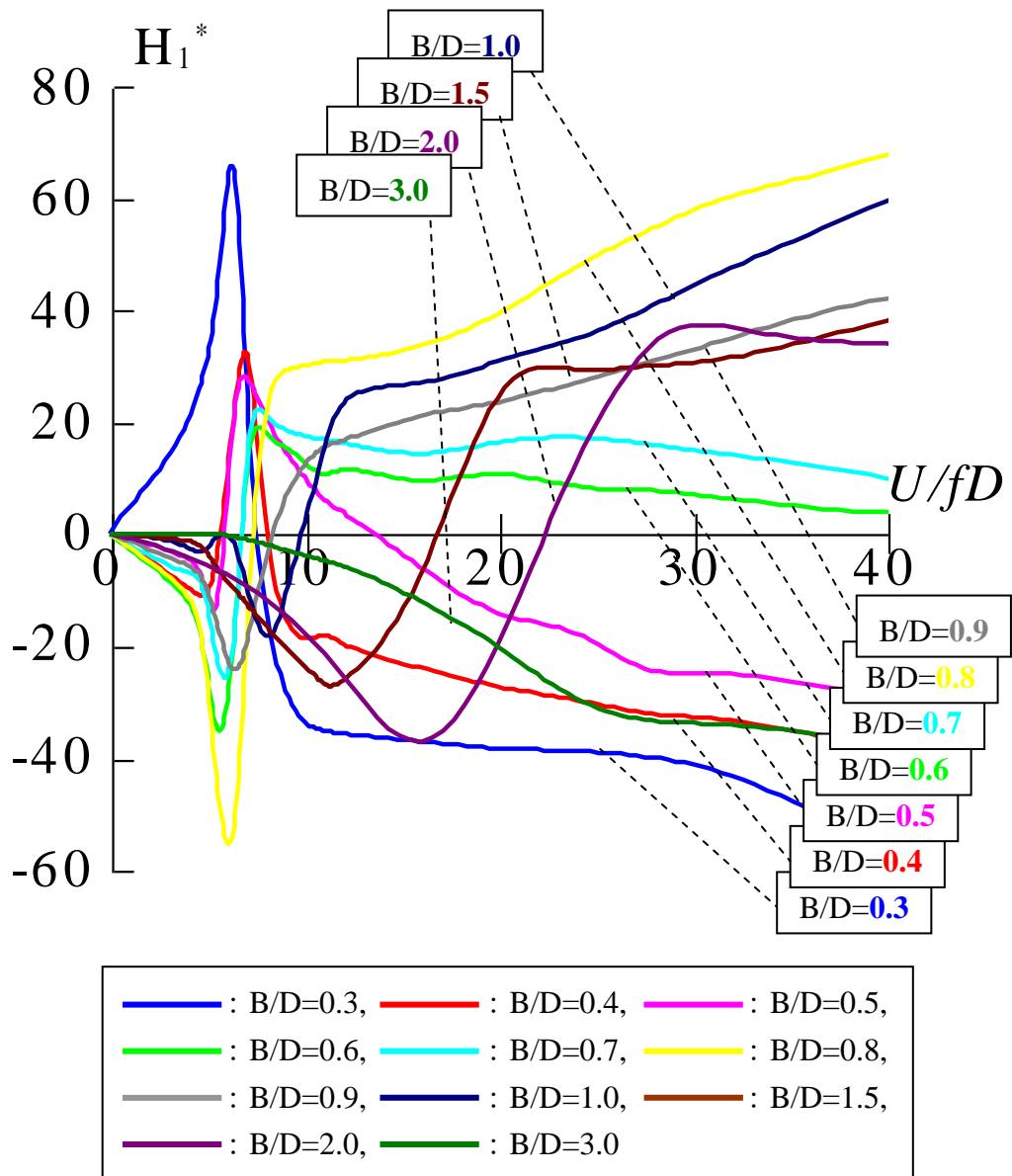


Fig. 4-7 辺長比の小さな矩形断面の  $H_1^*$  特性 ( $B/D=0.3\sim 3.0$ )

ピングに対して不安定である  $B/D=0.8\sim 2.0$  の矩形断面の無次元風速に対する流れ場のパターンの変化, 即ち  $H_1^*$  の無次元風速に対する変化は以下のように考えることが出来る.

低無次元風速域ではカルマン渦放出によって剥離剪断層の曲率が大きくなり, 再付着が促進されることによって振動が抑えられていた状態( $H_1^* < 0$ )が, 断面の振動に対してカルマン渦の放出が小時間スケールに転じることで急激に剥離剪断層の曲率が大きくなることで再付着しなくなり, 流体力の変動と断面の変位の位相が変化することで変位速度に比例した流体力が生じるものである( $H_1^* > 0$ )と説明できる. 一方で, ギャロッピングに対して安定である  $B/D=0.3\sim 0.7$  の矩形断面に於いては, 低無次元風速域でカルマン渦放出によって剥離剪断層の曲率が大きくなることで断面側面と剥離剪断層が近づき, 大きな流体力が生じていた状態であるのに対し,

高無次元風速域に達するにつれてカルマン渦が剥離剪断層の曲率を大きくする効果が小さくなり, 剥離剪断層が断面側面から離れることによって剥離剪断層が流体力に及ぼす影響が小さくなっていくものであると考えられる.

次に, 上述したギャロッピングに加えて, 各無次元風速域で生じている  $H_1^*$  の変化が, どのような空力振動現象に対応しているかについてさらなる考察を加える. ここで, 静的空気力と非定常空気力に於ける揚力の向きの定義の違いを踏まえた上で準定常仮定に基づく揚力係数勾配( $dC_L/d\alpha$ )との対応を考えると,  $H_1^*$  は次式のように表される.

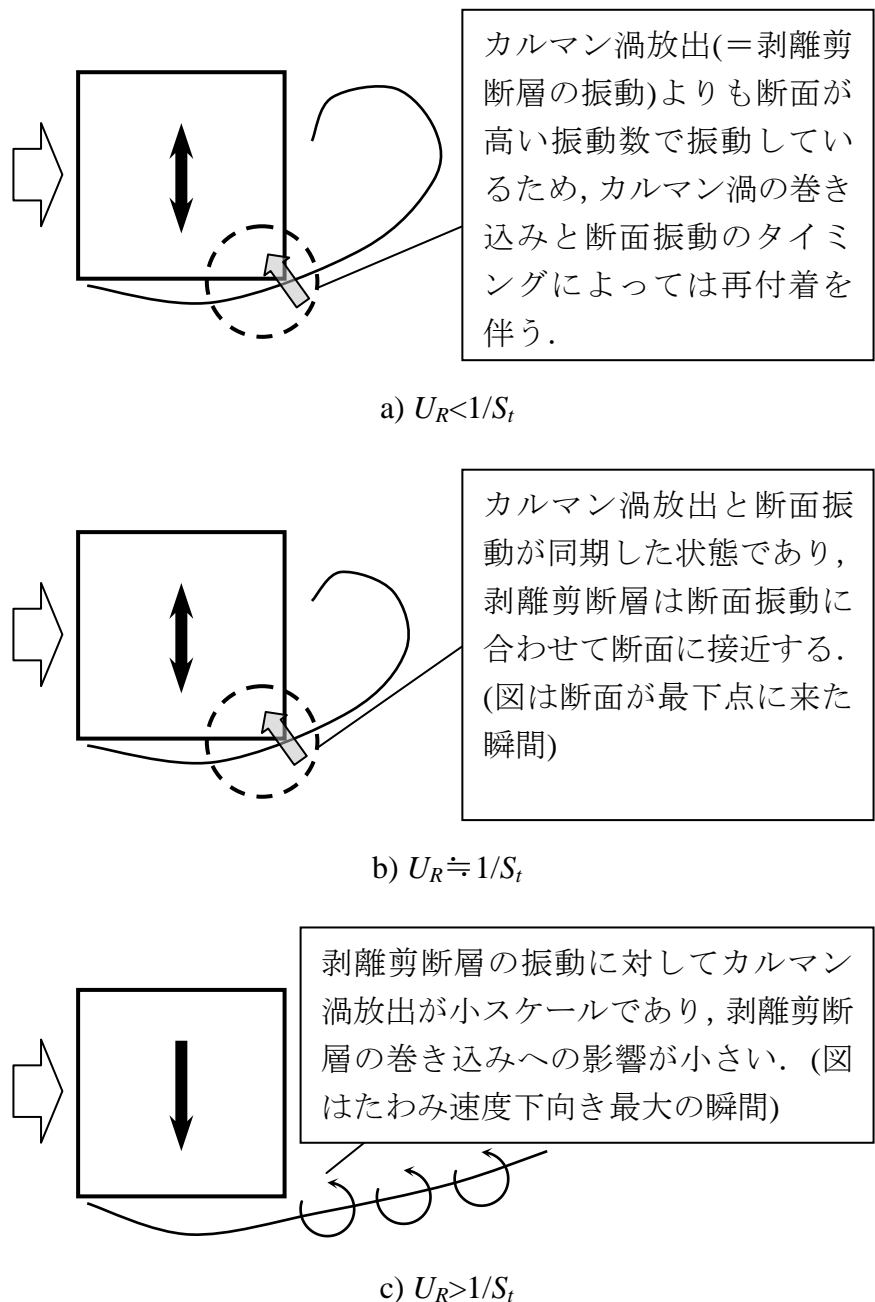


Fig.4-8 各無次元風速におけるカルマン渦放出と振動に励起した剥離剪断層の振動のパターン

$$H_1^* = -\kappa \frac{dC_L}{d\alpha} \text{Re}[\Phi_{L\dot{\eta}}] \quad (4.1)$$

ここに、 $\kappa(=U/b\omega)$ ：換算風速、 $\Phi_{L\dot{\eta}}$ ：揚力に対応する等価 Theodorsen 関数である。また、等価 Theodorsen 関数  $\Phi_{L\dot{\eta}}$  は高換算風速になるに従って準定常状態、即ち、 $\Phi=1$  に収束する関数であるので、揚力係数勾配は、高無次元風速に於ける  $H_1^*$  の勾配に対応することが分かる。この様な観点から見ると、 $B/D=0.3\sim 3.0$  の断面辺長比に於いては、 $H_1^*$  は Fig.4-9 (a)(b)(c) に示す模式図の様に集約され大別される。この様に、カルマン渦放出との共振無次元風速域付近で生じている大きな  $H_1^*$  の変動の要因と発現している空力振動現象を、ギャロッピングに対して安定である (a) $B/D=0.3\sim 0.7$  と不安定である (b) $B/D=0.8\sim 2.0$ 、そして安定である (c) $B/D=3.0$  に分類すると、以下の様になる。

(a) $B/D=0.3\sim 0.7$ ：無次元風速が  $1/S_f$  付近で大きなピークを取っている。ここで、 $1/S_f$  付近に於ける大きな変動はカルマン渦放出と断面振動の共振であると考えられるため、ここで生じる空力振動現象はカルマン渦型渦励振であると考えられる。また一方で、辺長比の小さな断面ではそれよりも少し大きな無次元風速で  $H_1^*$  が負に転じているのに対し、これよりも少し大きな辺長比の断面では、 $H_1^*$  は無次元風速の増加に対して緩やかに減少し、負値に転じている。この様に、これらはいずれも風速限定型の限定振動であるということが出来る。しかしながら、これら  $B/D=0.3\sim 0.7$  矩形断面全てに亘ってこれらの限定振動をカルマン渦型渦励振、即ちカルマン渦放出の断面振動に対するロックイン現象と見なすには、対応する無次元風速の領域が広すぎるということが出来る。つまり、カルマン渦放出との共振無次元風速より少し大きな無次元風速域では、断面の振動に起因する渦、”Motion-induced vortex”によって  $H_1^*$  が正になっていると考えられる。この Motion-induced vortex の変動スケールは無次元風速の増加に伴って大きくなるので、 $H_1^*$  が負に転じるほどの高無次元風速域で生じている流れ場は、もはや「渦」と呼ぶべきスケールの変動ではなく、Fundamental Bluff Body Flow によって支配された流れ場であるということが出来る。

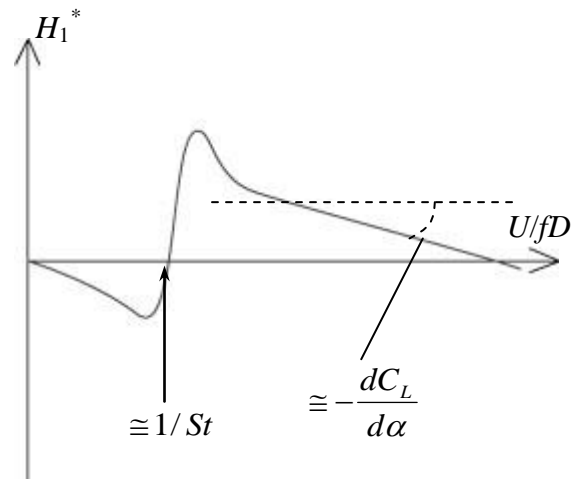
(b)  $B/D=0.8\sim 2.0$ ： $B/D=0.8$  程度の Bluff な断面に於いては、 $H_1^*$  が正に転じる無次元風速は  $1/S_f$  と極めて近いが、辺長比が大きくなるにつれて  $H_1^*$  が正に転じる無次元風速が  $1/S_f$  から高無次元風速側に推移している。これは、(a)でも触れたように、 $H_1^*$  が正に転じる変動が、カルマン渦から Motion-induced に支配された流れ場に変化によるものであることを示していると考えられる。しかしながら、一方でこの変動はスプリッタープレートを後流に挿入することで完全に消滅することは前節で述べたとおりである。即ち、ここで流れ場を支配している渦は、Motion-induced に起因するものでかつ、後流での 2 つの剪断層が合流することで生じる不安定性によって生じている渦であるということが考えられる。さらに高無次元風速域では、完全にカルマン渦の影響が小さくなり、Fundamental Bluff Body Flow によってギャロッピングが生じているものであると考えられる。

(c)  $B/D=3.0$ ：全ての無次元風速域にわたって  $H_1^*$  は負値をとり、無次元風速の増加に伴って絶対値が大きくなっている。この断面は、時間平均的に再付着型断面であるために、高

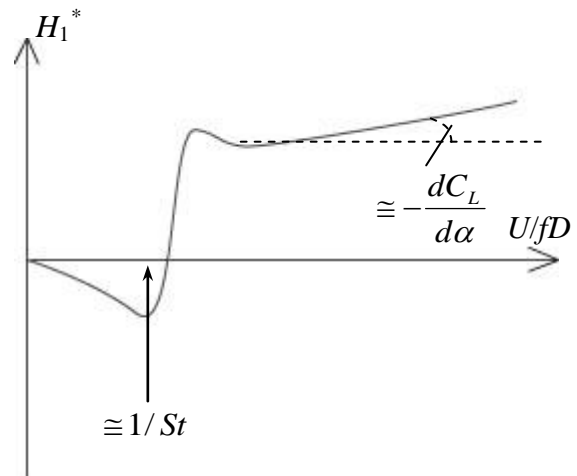
無次元風速になればなるほど，準定常状態に近づけば近づくほどたわみ一自由度系の空力振動に対して安定化するということが出来る．

#### 4.4 まとめ

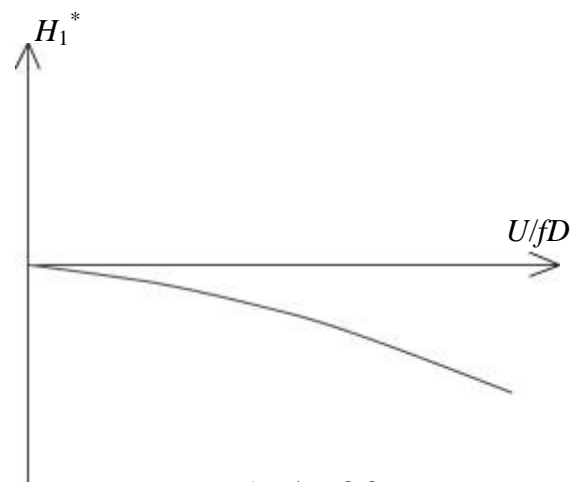
- ・カルマン渦放出は，剥離剪断層の曲率を大きくする効果を持つ．
- ・カルマン渦放出は，カルマン渦との共振無次元風速域だけでなく，高無次元風速に亘って非定常空気力係数に影響を及ぼしている．
- ・スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制すると，非定常空気力係数の無次元風速に対する変化は滑らかなものとなる．
- ・スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制すると，非定常空気力係数は辺長比に対して連続的に推移する．即ち，スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制した系は，剥離バブルの大きさが断面辺長比の大きさにあまり影響されず一定なものとなる．
- ・振動する断面に対して，スプリッタープレートはその相対位置関係が時間的に変化するるので，カルマン渦放出を抑制する以外にも流体力に影響を与えている．
- ・スプリッタープレートと断面の位置がずれることによって生ずる流体力( $H_4^*$ と  $A_4^*$ )は，準定常的に変化すると評価することが出来る．
- ・ギャロッピングに対して不安定な辺長比を持つ矩形断面に於いて，無次元風速に対するカルマン渦放出と Fundamental Bluff Body Flow の関係は，各無次元風速域に於いて以下のようなものと考えられる．カルマン渦との共振無次元風速に近い無次元風速域では，カルマン渦放出が断面と同じスケールで行われることにより剥離剪断層の再付着



a)  $B/D=0.3\sim0.7$



b)  $B/D=0.8\sim2.0$



c)  $B/D=3.0$

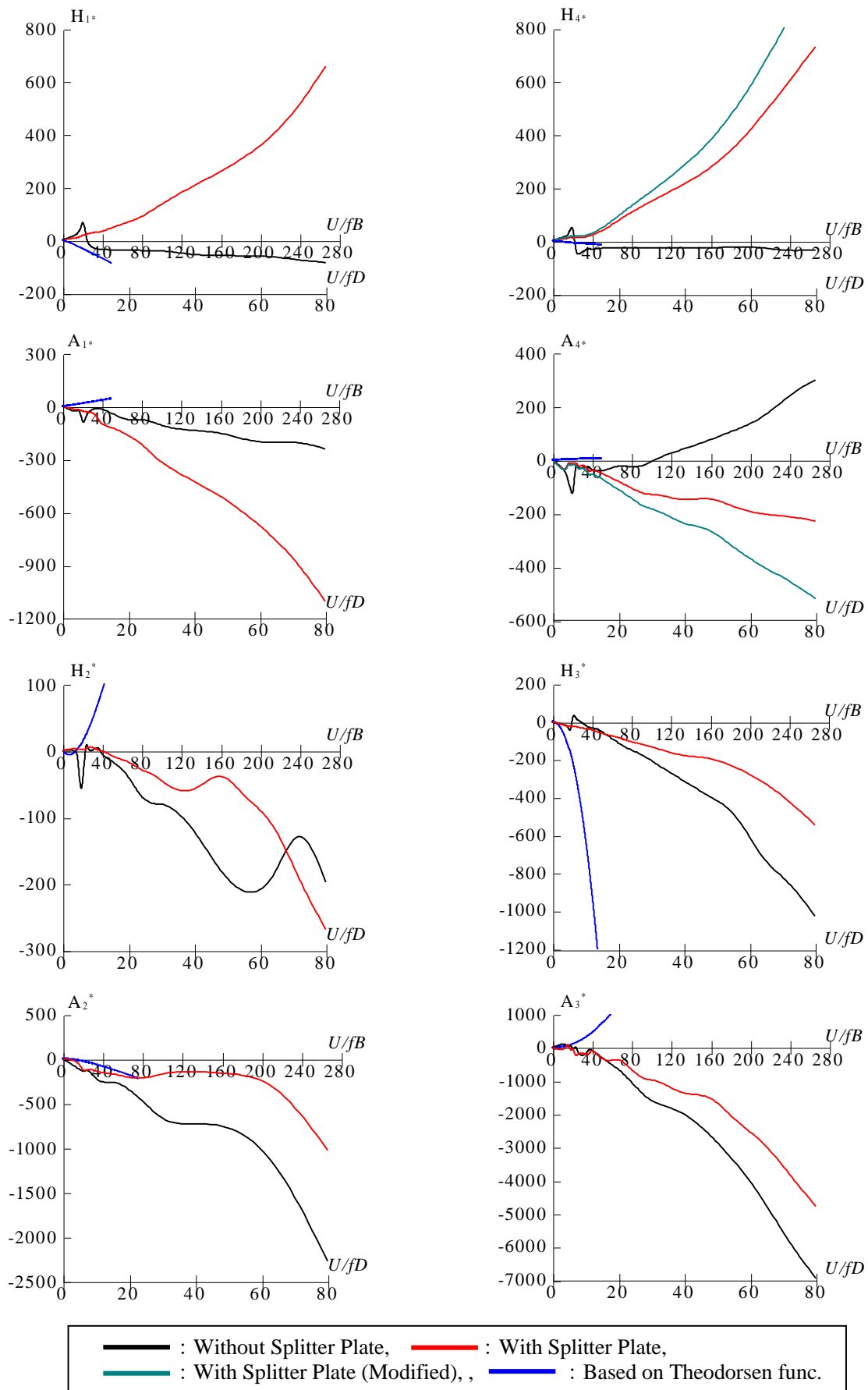
Fig.4-9 Bluff な矩形断面の  $H_1^*$  の分類

を促進することでギャロッピングの要因となる内部循環流を阻害し，圧力回復とのバランスを変化させる．一方でカルマン渦との共振無次元風速より十分に高い無次元風速域では，カルマン渦放出が剥離剪断層の変動に対して与える影響が小さくなり，系は Fundamental Bluff Body Flow によってギャロッピングに対して不安定となる．

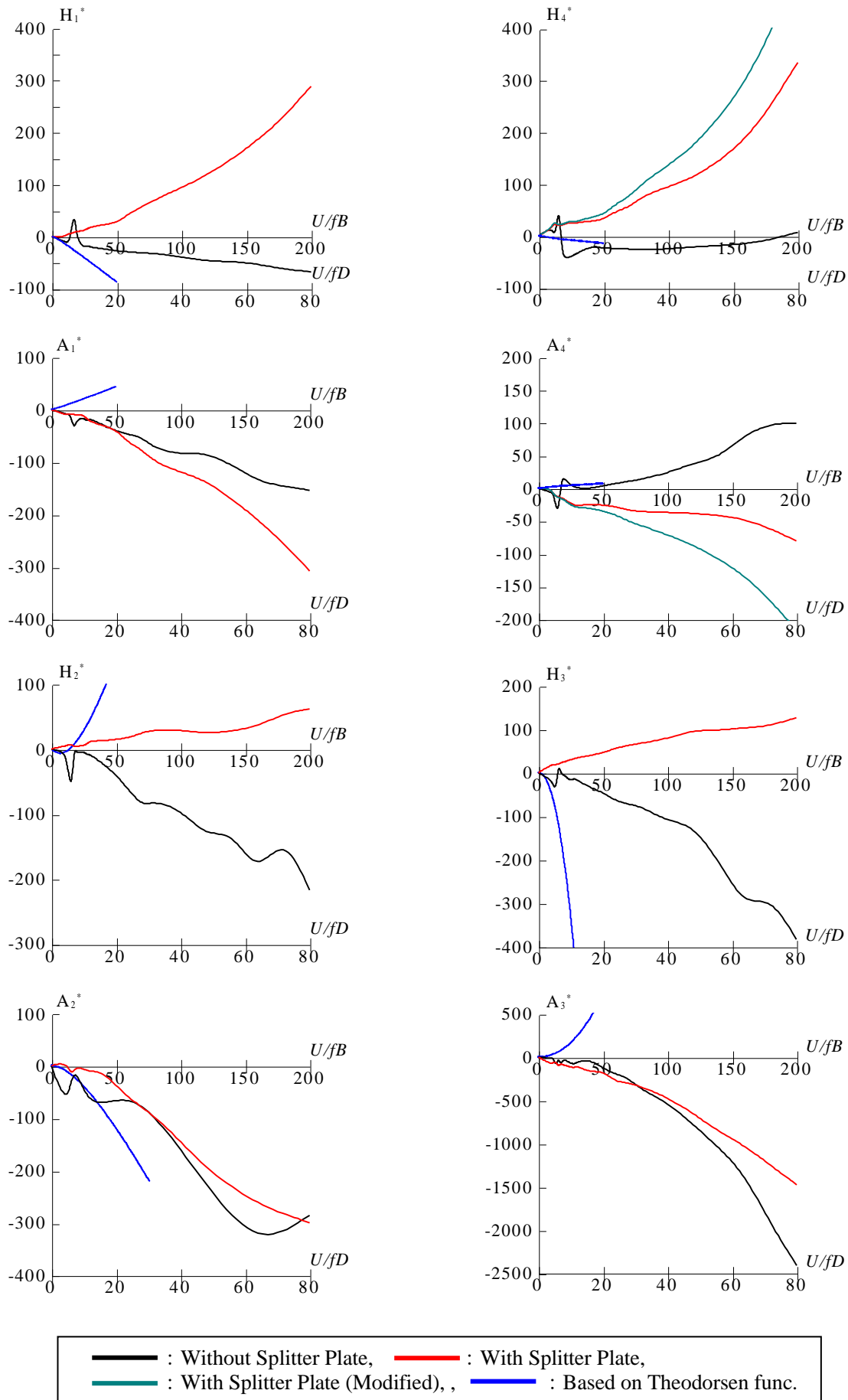
- ・章末 Fig.4-10 に，本研究で計測した全ての矩形断面の非定常空気力係数について，スプリッタープレート無し／有りの状態を共に示す．

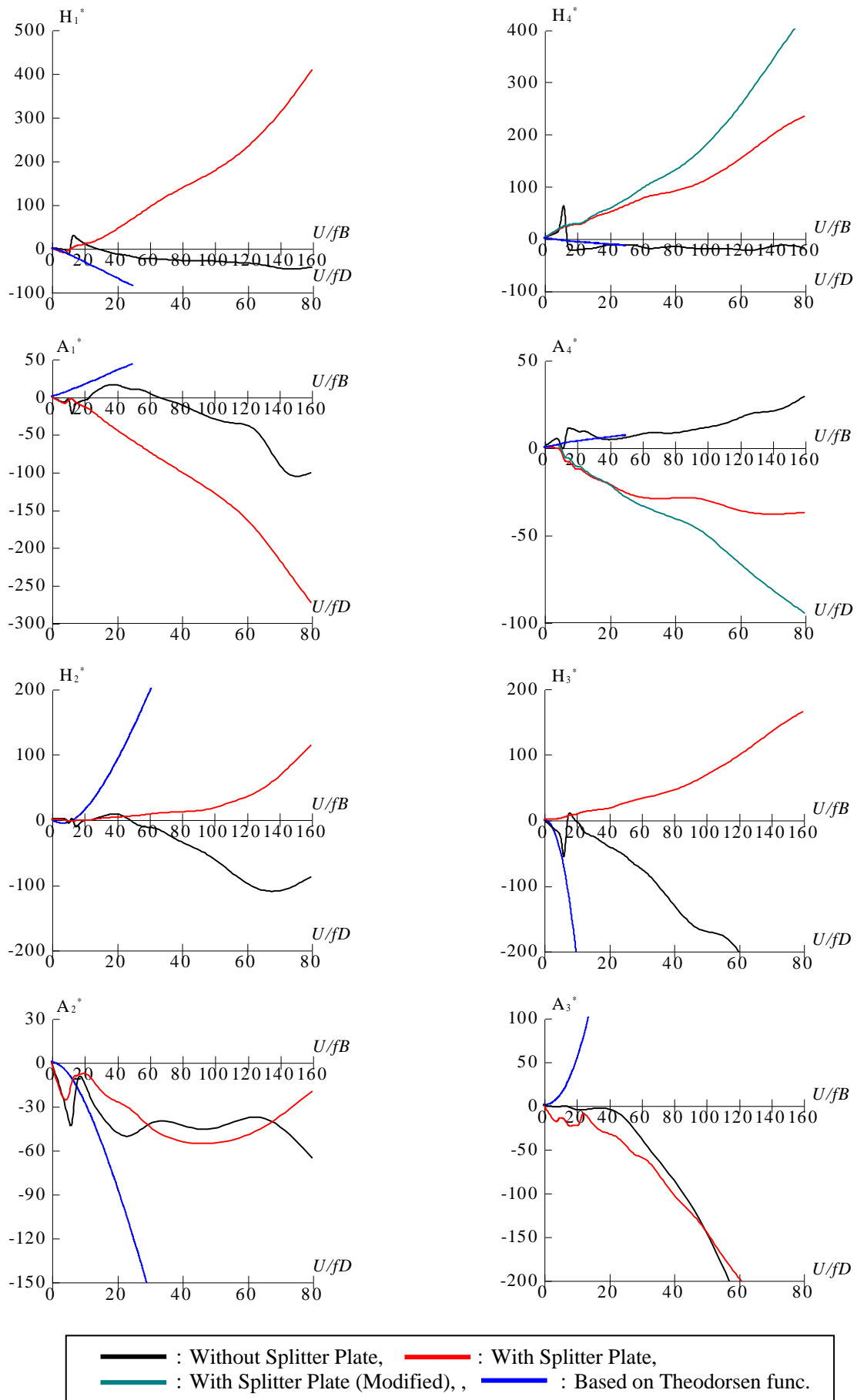
## 参考文献

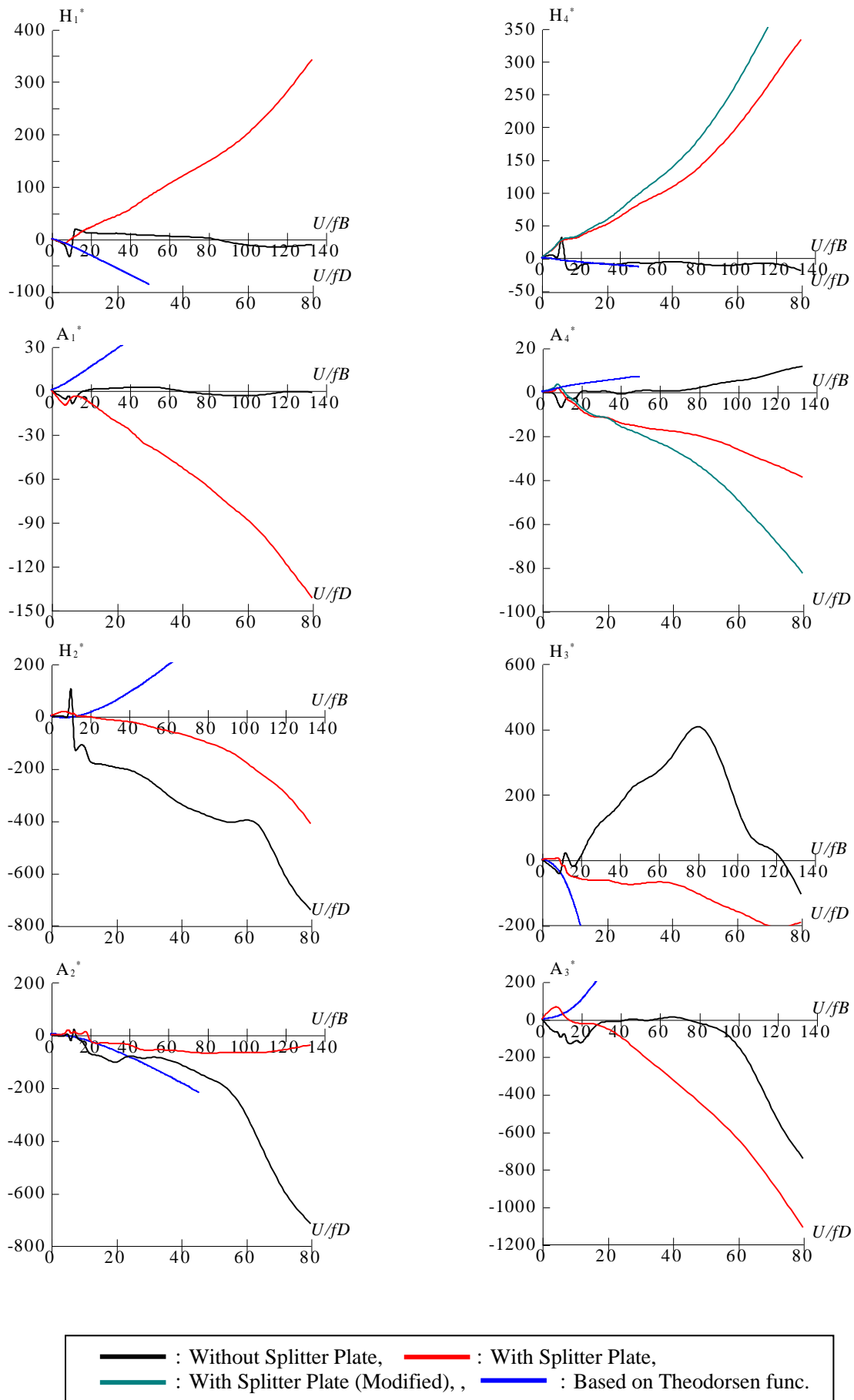
- 1) C. Scruton: “On the wind-excited oscillation of stacks, towers and masts”, International Conference on Buildings and Structures, NPL, 1963.
- 2) Y. Nakamura: “The Aerodynamic Mechanism of Galloping”, Trans. of the Japan Soc. for Aeronautical and Space Sciences, Vol.36, No.114, pp.257-269, 1994.
- 3) M. Matsumoto, T. Yagi, Q. Liu, T. Oishi and Y. Adachi: “Effects of axial flow and Karman vortex interference on dry-state galloping of inclined stay-cables”, Proceedings of the Sixth International Symposium on Cable Dynamics, Charleston, South Carolina, U.S.A., September 19-22, 2005, pp.247-254, 2005.

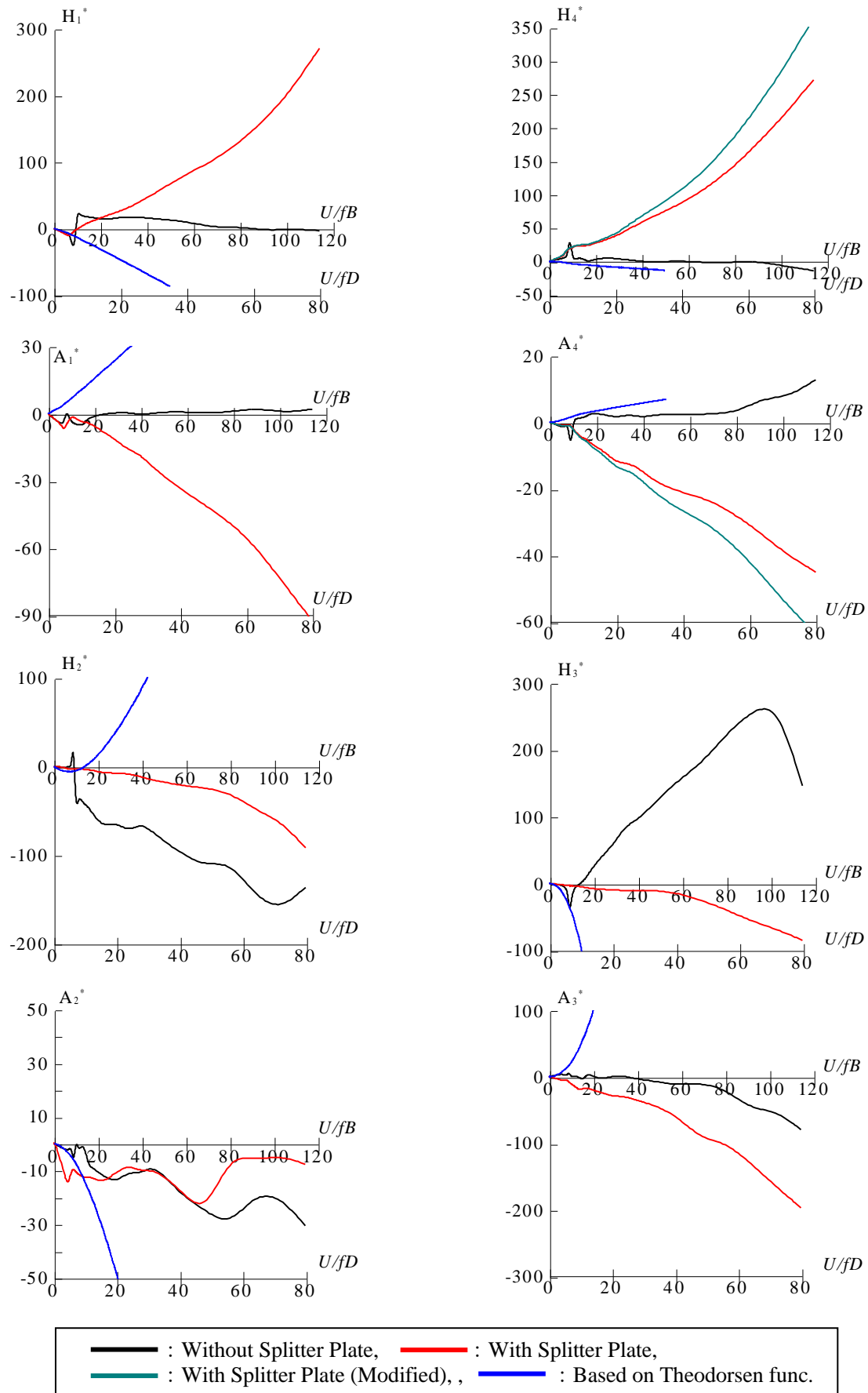
Fig.4-10(a)  $B/D=0.3$  矩形断面の非定常空気力係数

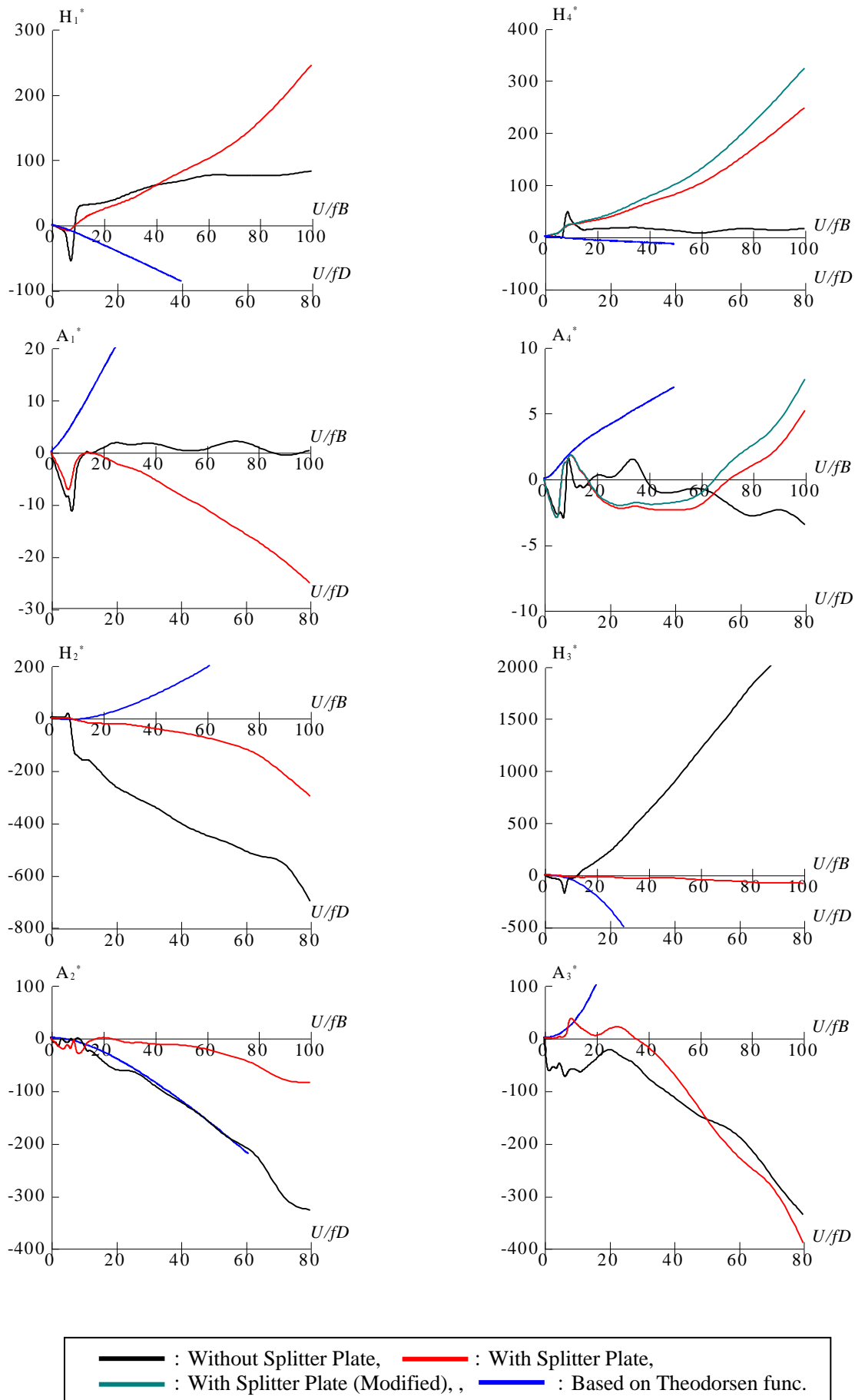


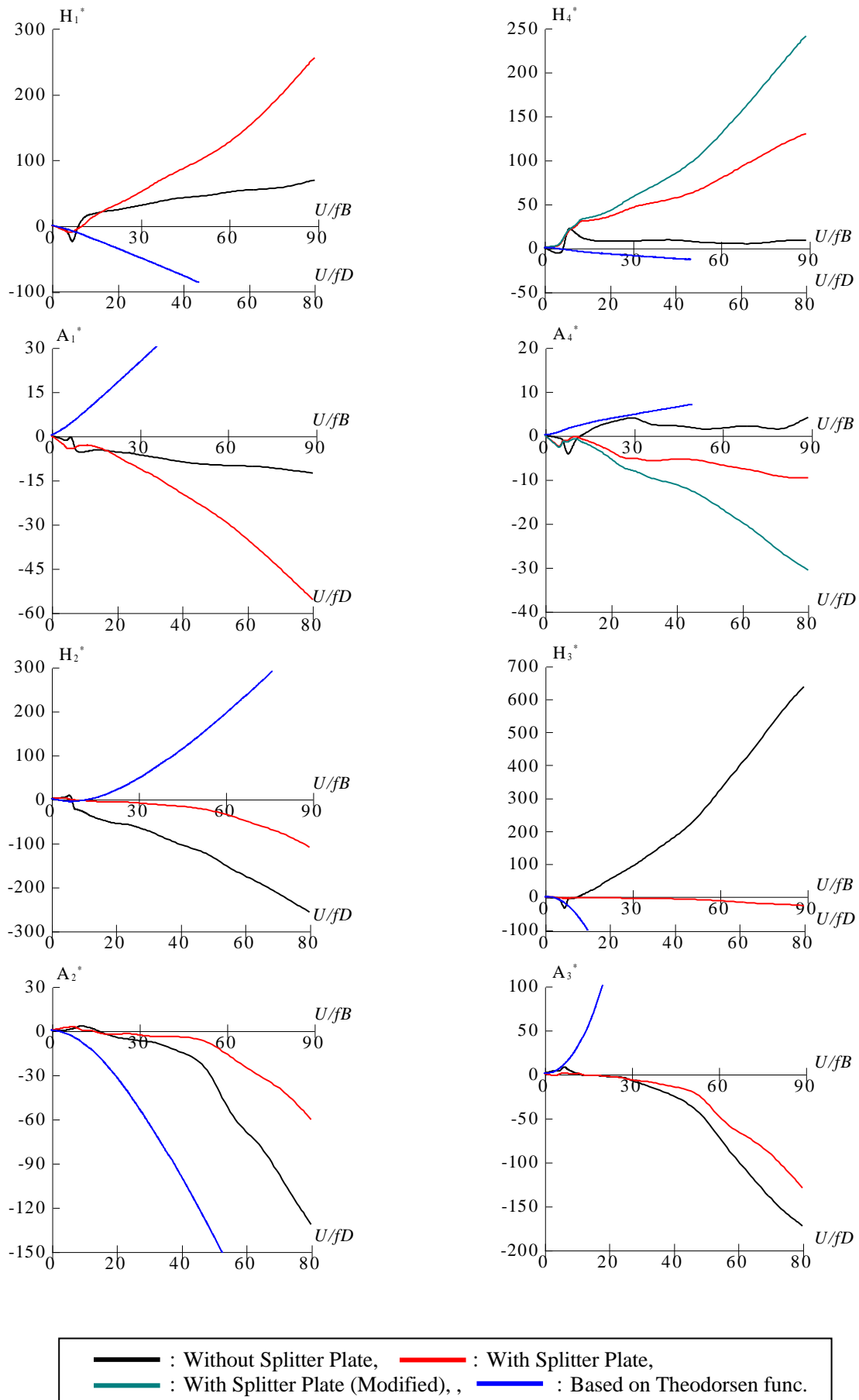
Fig.4-10(b)  $B/D=0.4$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(c)  $B/D=0.5$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(d)  $B/D=0.6$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(e)  $B/D=0.7$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(f)  $B/D=0.8$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(g)  $B/D=0.9$  矩形断面の非定常空気力係数

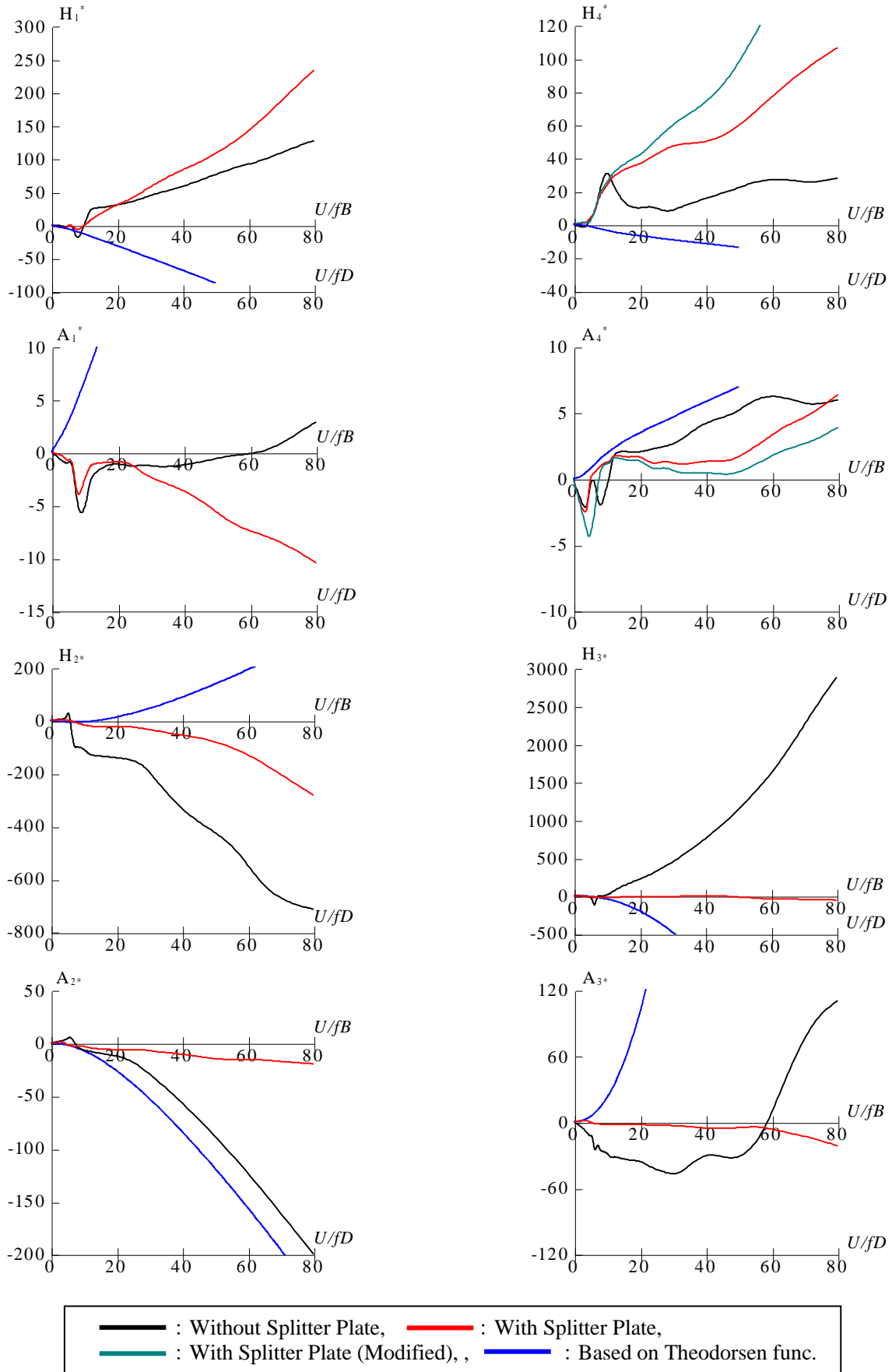
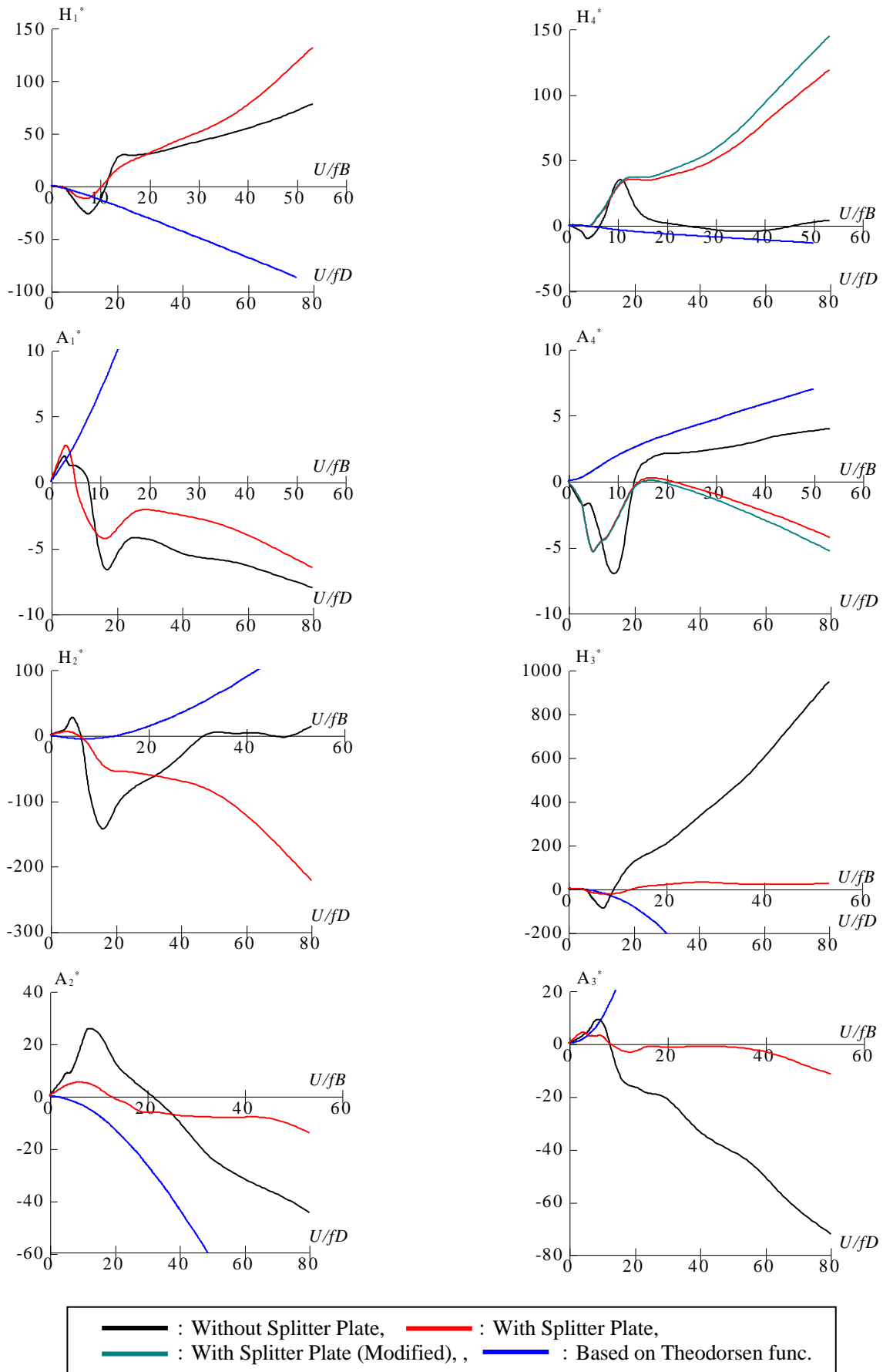
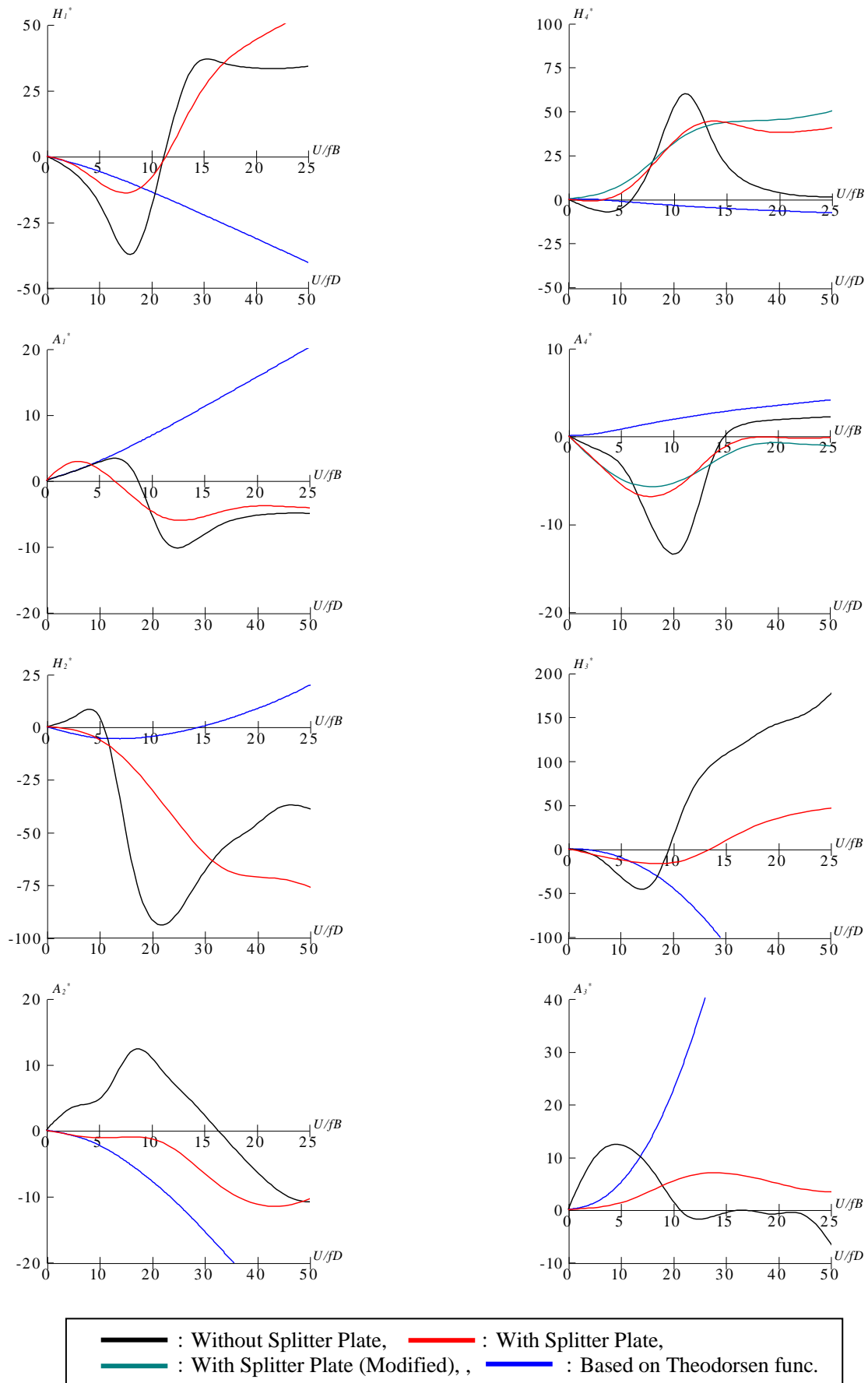
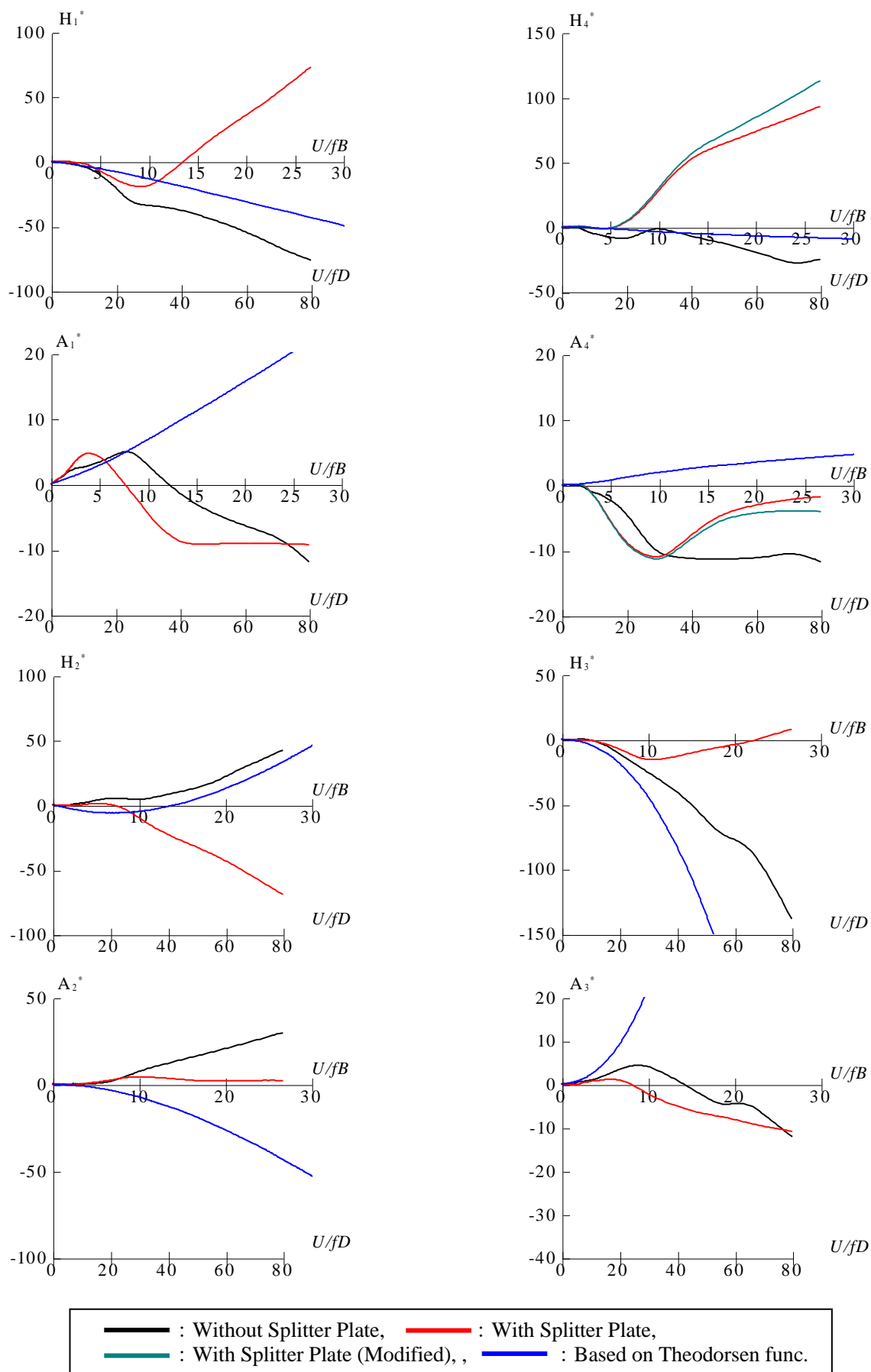


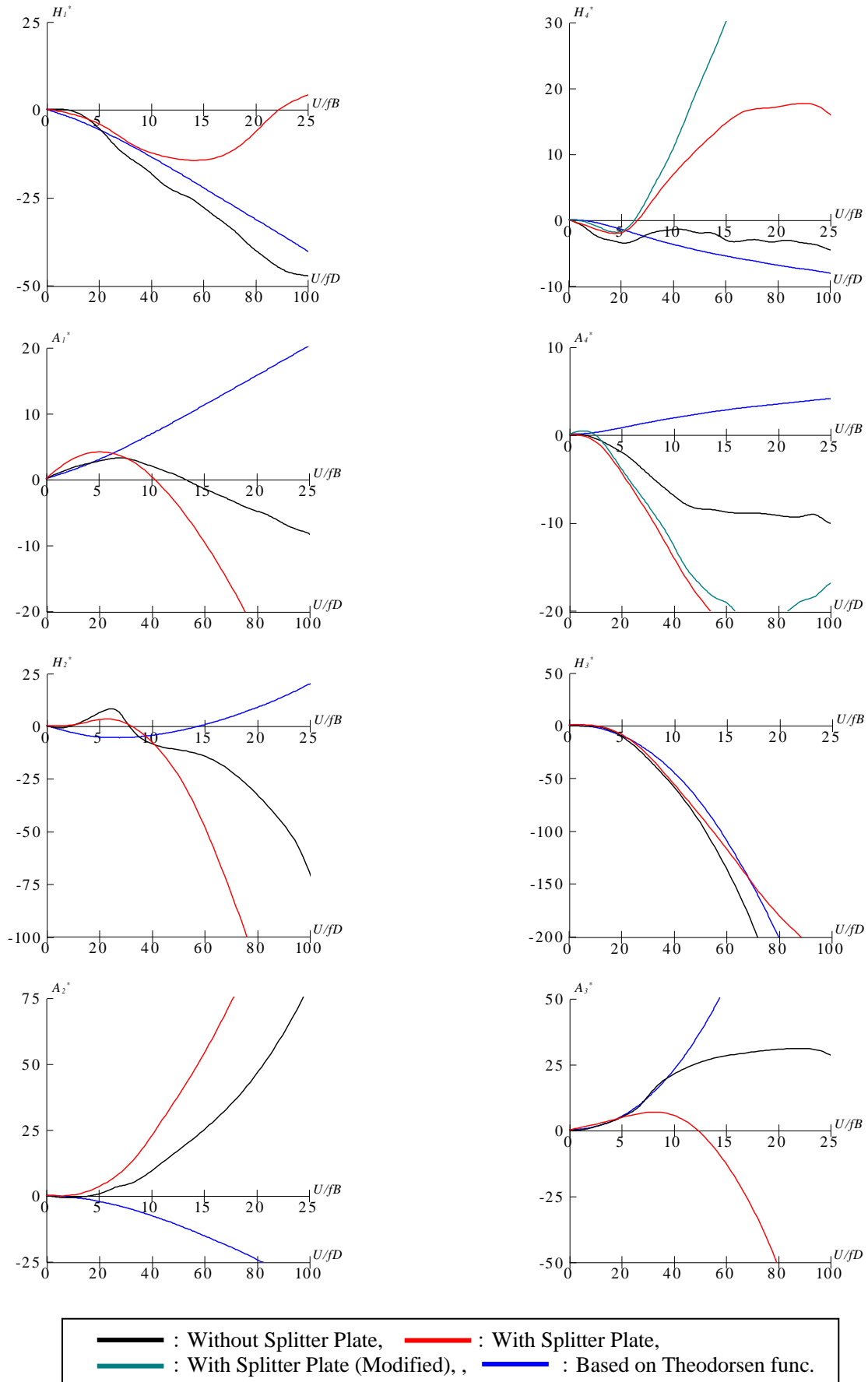
Fig.4-10(h)  $B/D=1.0$  矩形断面の非定常空気力係数

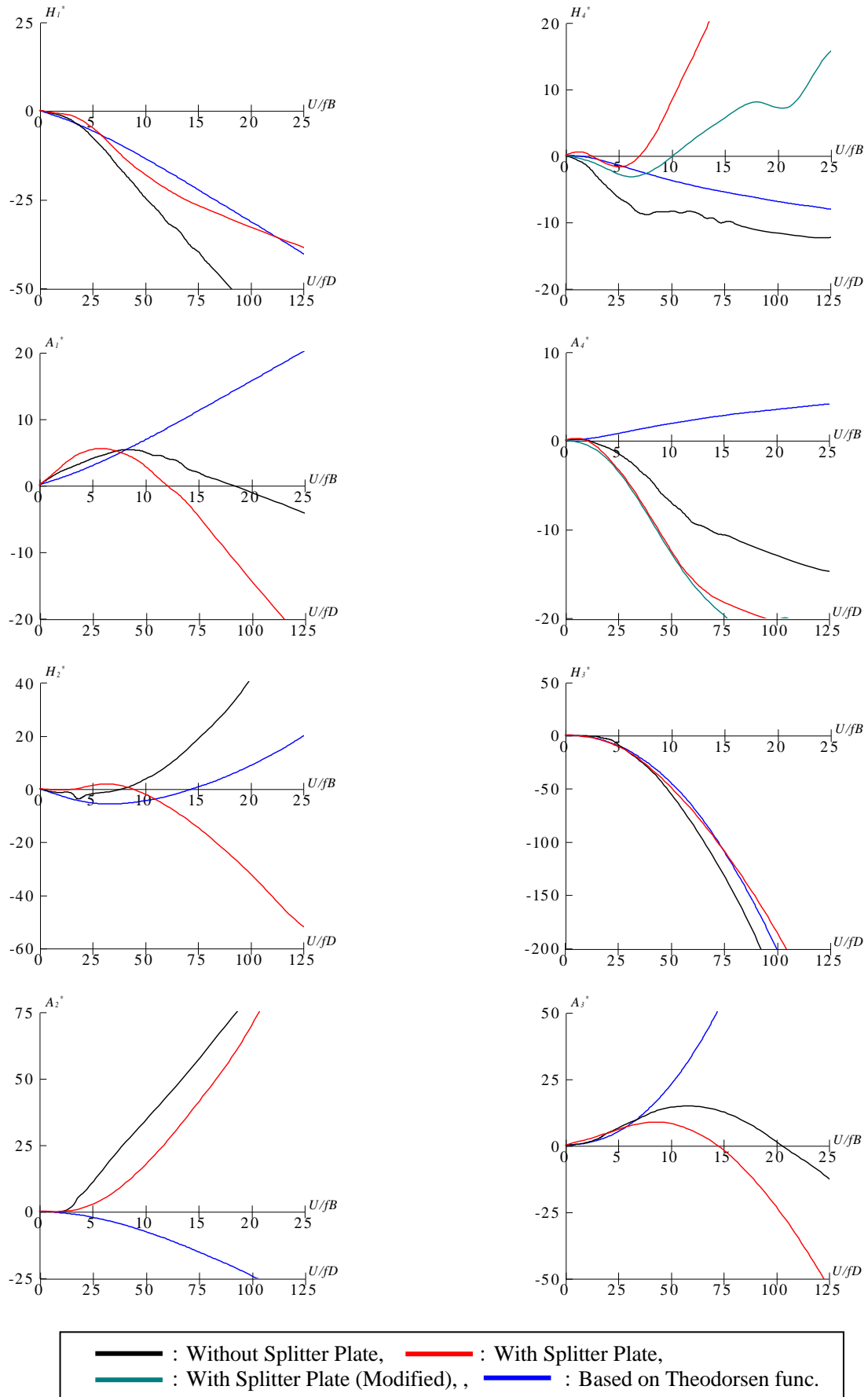
Fig.4-10(i)  $B/D=1.5$  矩形断面の非定常空気力係数

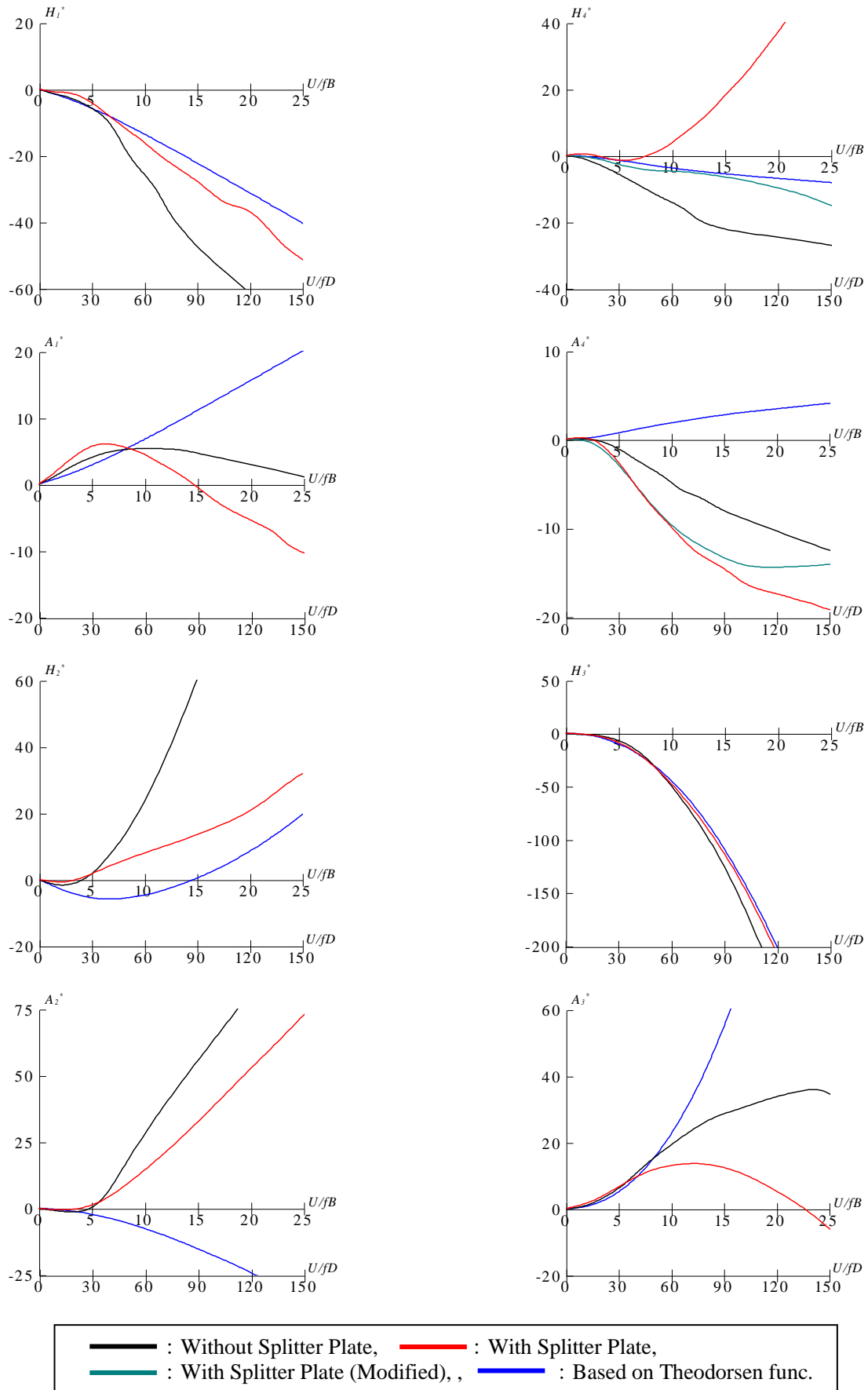


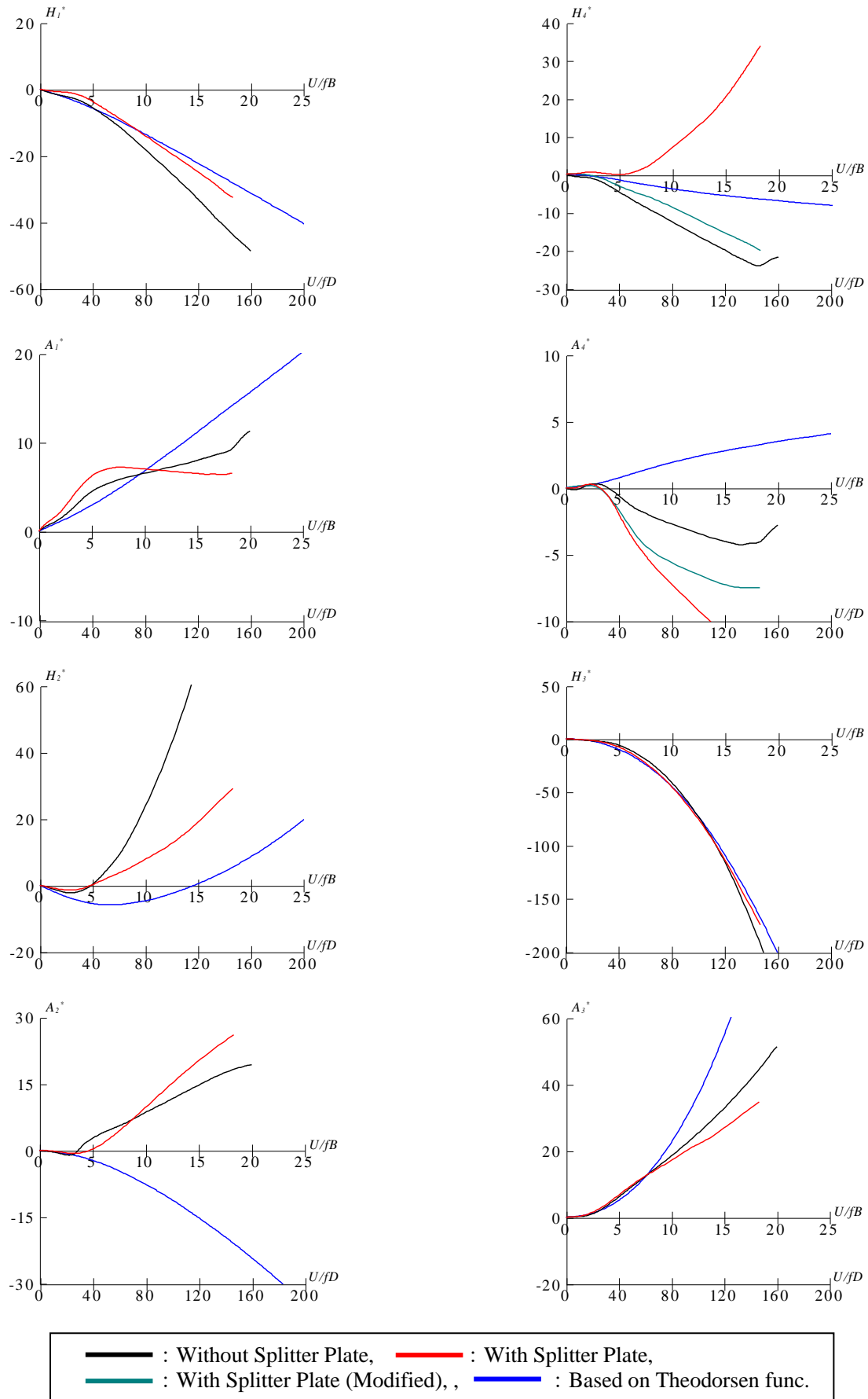

 Fig.4-10(j)  $B/D=2.0$  矩形断面の非定常空気力係数

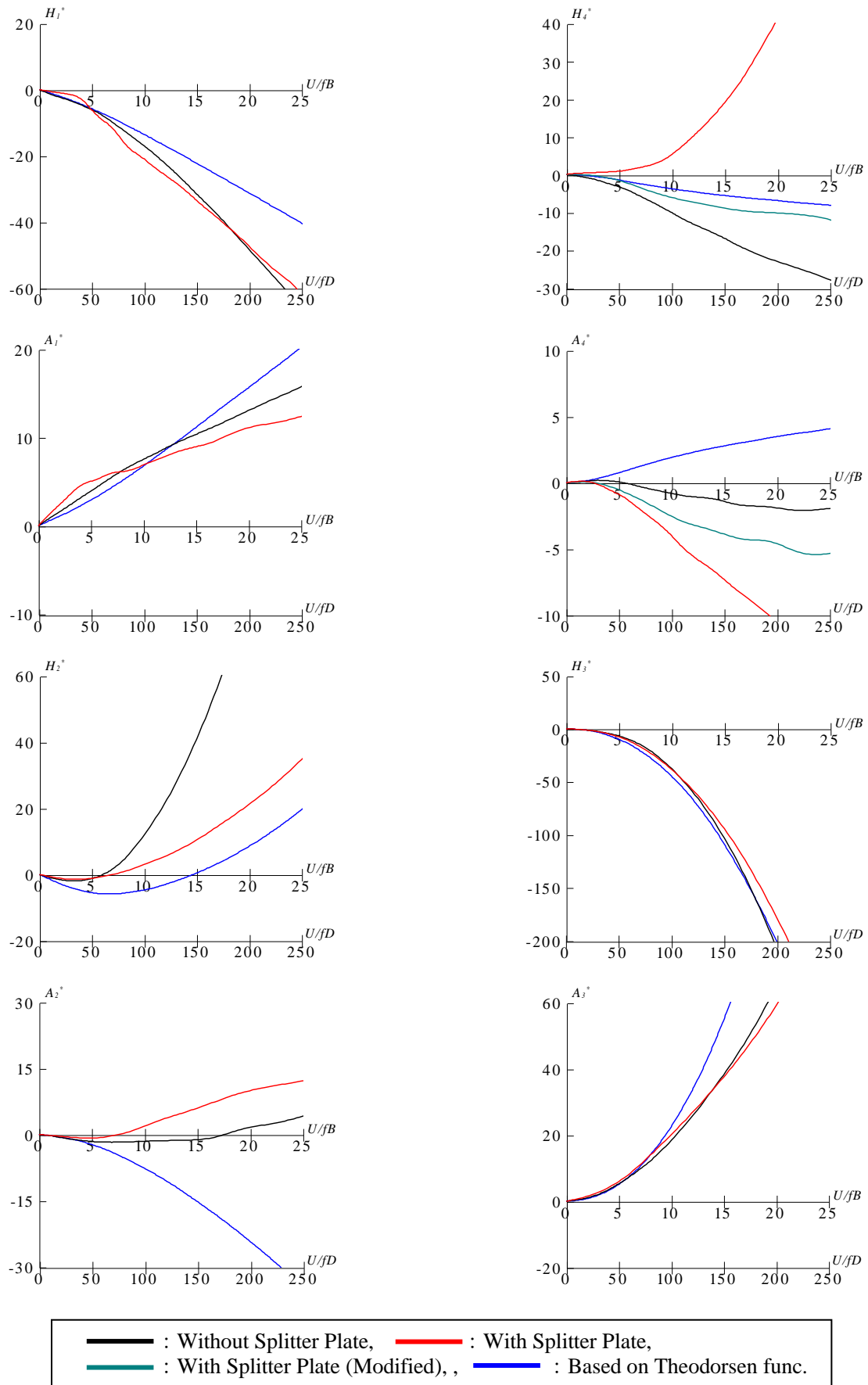
Fig.4-10(k)  $B/D=3.0$  矩形断面の非定常空気力係数

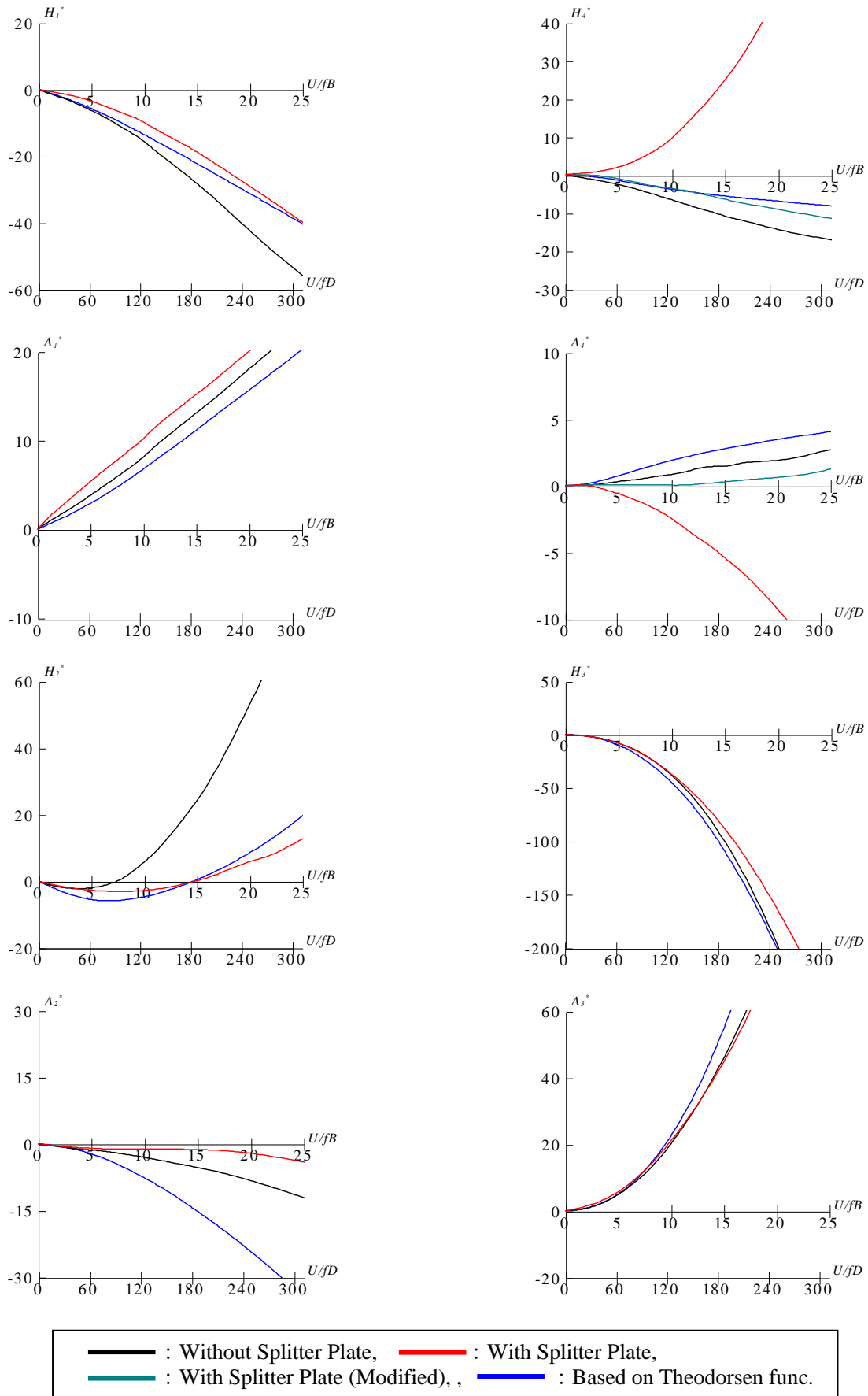
Fig.4-10(l)  $B/D=4.0$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(m)  $B/D=5.0$  矩形断面の非定常空気力係数

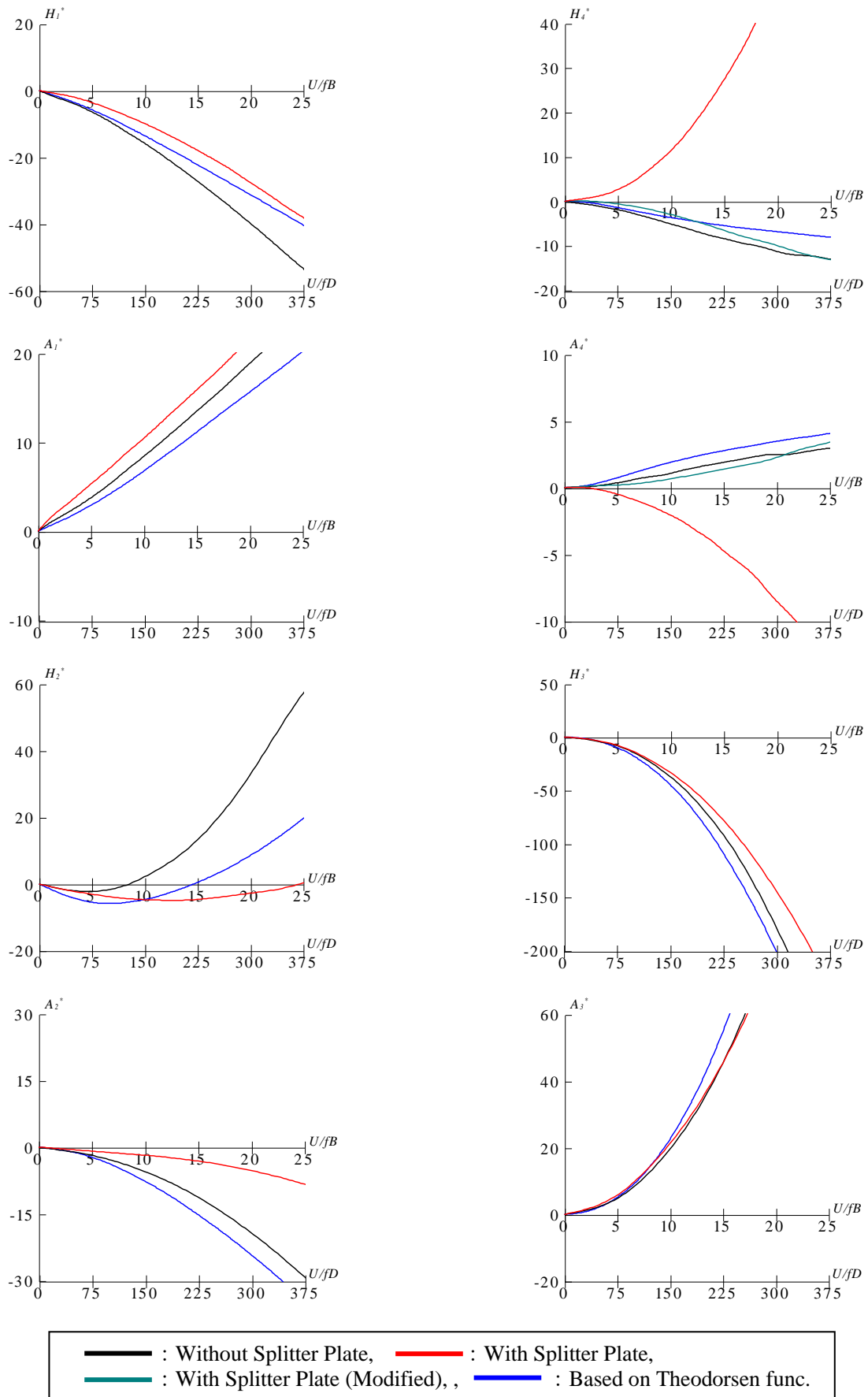
Fig.4-10(n)  $B/D=6.0$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(o)  $B/D=8.0$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(p)  $B/D=10.0$  矩形断面の非定常空気力係数

Fig.4-10(q)  $B/D=12.5$  矩形断面の非定常空気力係数



Fig.4-10(r)  $B/D=15.0$  矩形断面の非定常空気力係数



## 第 5 章 対称な断面周りに生じる非対称な流れ場と カルマン渦の関係並びにギャロッピング不安定との関係

### 5.1 概説

これまでの章では、様々な辺長比を持つ矩形断面の静的空気力係数並びに非定常空気力係数を計測し、またスプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制した系を作り出すことで、カルマン渦が矩形断面の静的空気力特性並びに非定常空気力特性に及ぼす影響を検討した。これによって、カルマン渦放出が剥離剪断層の曲率を大きくしていること、カルマン渦の影響が小さな系では剥離剪断層の曲率と断面との位置関係によって空気力特性が支配されることを明らかにし、これを **Fundamental Bluff Body Flow** と呼んだ。しかしながら、スプリッタープレートはカルマン渦放出を抑制する以外の流体力を及ぼしていることが確認されたため、スプリッタープレートを用いないでカルマン渦放出を抑制する手法を考案することが望まれる。

一方で Bearman<sup>1)</sup>や Schewe<sup>2)</sup>は、臨界 Reynolds 数領域でカルマン渦放出が弱くなるのと同時に非対称な剥離が生じ、定常揚力が発生することを指摘している。さらに Matsumoto ら<sup>3)</sup>は降雨後の斜張橋ケーブルに於いて、水路が特定の位置に形成されることでギャロッピングに対して不安定になること、また同時にこの時にはカルマン渦放出が極めて弱くなっていることを報告している。さらに、この様な系では定常揚力が卓越していることを示している。さらに岡島<sup>4)</sup>は、並列 2 角柱に於いて、対称な断面であっても定常揚力が生じうることを報告している。

そこで本研究では円柱に対称な微小長方形突起をつけた断面(対称突起付き円柱と呼ぶ)並びに並列 2 角柱に関して、静的空気力特性の測定並びに自由振動実験を行い、その空気力特性を調査した。本章では、これらの対称な断面に確認された非対称流れとカルマン渦放出、さらにはギャロッピング不安定性の関係を論ずる。

### 5.2 対称突起付き円柱の静的空気力特性

本研究で用いた対称突起付き円柱は、直径  $D=50[\text{mm}]$  の円柱に  $0.032D \times 0.064D$  の長方形突起をスパン方向全体にわたって取り付けたものである。取り付け位置は、円柱のよどみ点から突起中心までを  $\theta[\text{deg.}]$  とし、上下対称な位置に二つ設けるものとする。Fig.5-1 に対称突起付き円柱の断面図を示す。

この対称突起付き円柱に対して、本研究では静的空気力測定実験と自由振動実験を行った。静的空気力特性の測定に際しての Reynolds 数は、 $Re=20000$ ,  $26667$  である(風洞風速で  $6[m/sec]$  と  $8[m/sec]$ )。また、静的空気力係数を計算する際に用いた代表長さは、流れ直角方向、流れ方向共に  $L_D=L_B=D=50[mm]$  とする。

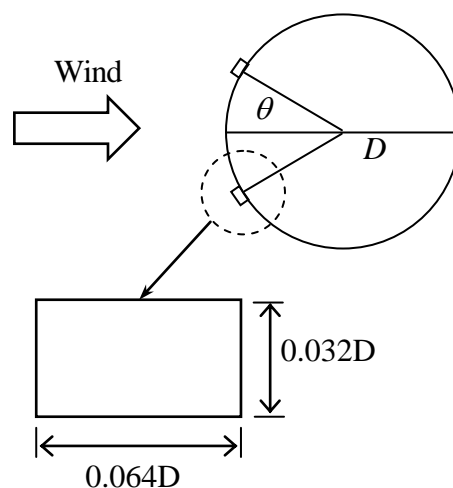
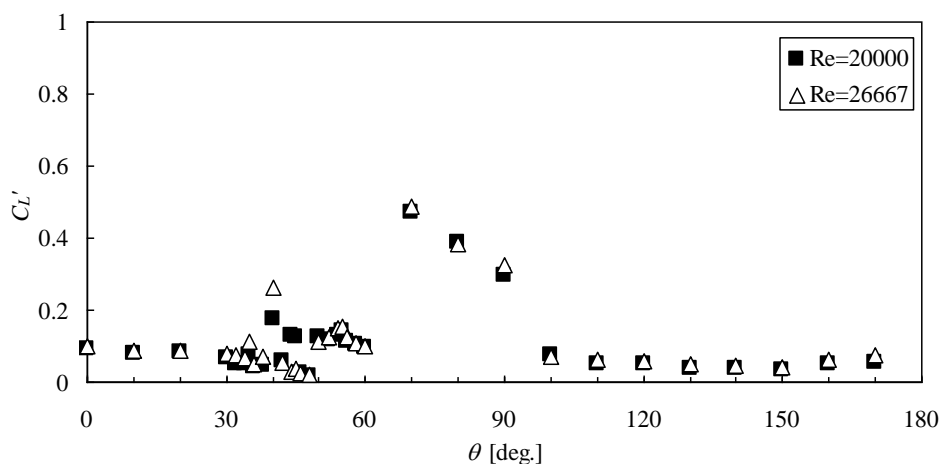
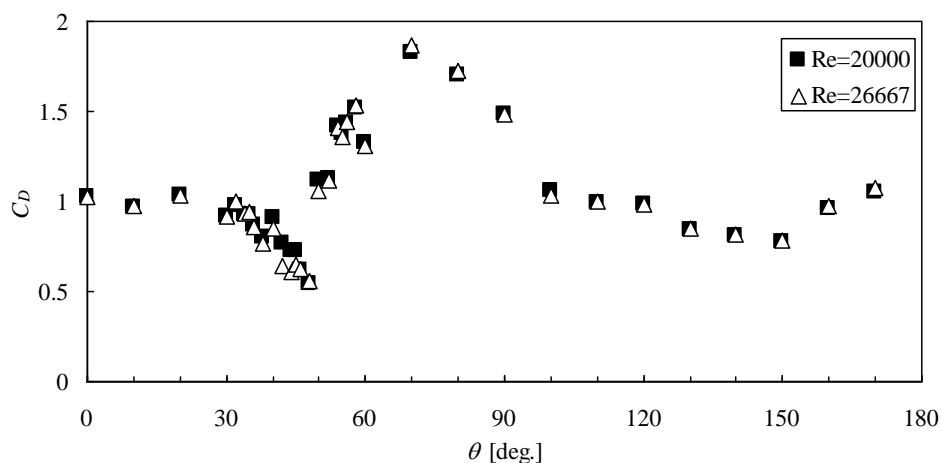


Fig.5-1 対称突起付き円柱

Fig.5-2 に、迎角  $\alpha=0^\circ$  に於ける静的空気力特性、(a)に変動揚力係数、(b)に抗力係数、(c)に揚力係数、(d)に Strouhal 数をそれぞれ示す。なお、グラフの横軸の  $\theta=0^\circ$  には対称突起の無い通常の円柱を表すものとする。まず、抗力係数と変動揚力係数に着目して流れ場の構造を分類する。 $\theta \lesssim 30^\circ$  程度は通常の円柱と同様の空気力特性を示している。これは、剥離点が突起と無関係に、円柱表面から

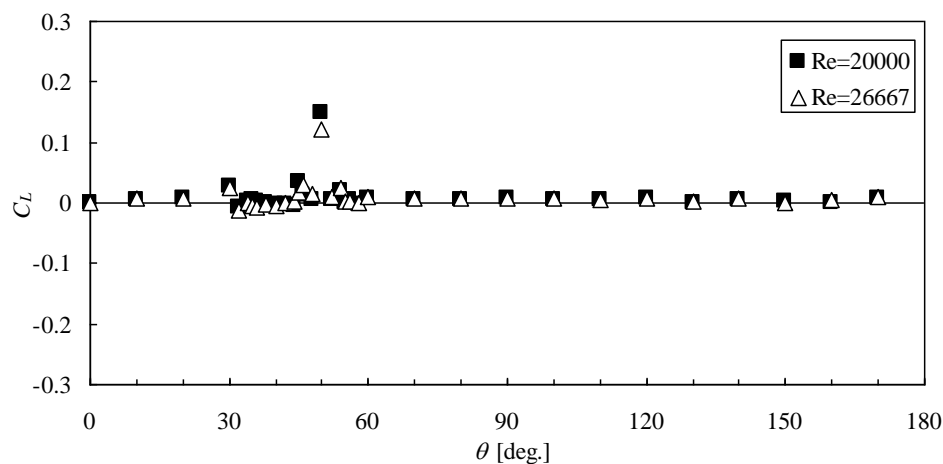


(a)変動揚力係数

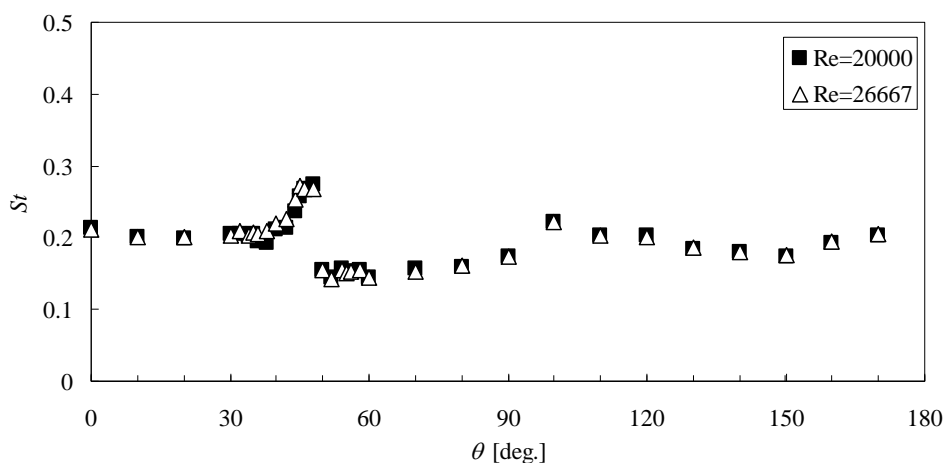


(b)抗力係数

生じていることを示している。また、 $30^\circ \leq \theta \leq 48^\circ$ では、変動揚力係数にばらつきが見られ、抗力係数の値は $\theta$ の増加に伴い低下している。これは、第3章で示した矩形断面の静的空気力特性とは異なる特性である。第3章で示したように、矩形断面の場合は辺長比の変化に伴う変動揚力係数の変化と抗力係数の変化がほぼ対応しており、これらの値をもってカルマン渦の強弱を議論した。これに対して対称突起付き円柱では変動揚力と抗力係数の特性に一見して相関が見られない。この原因に関しては以下のように推察される。変動揚力係数がばらついているのは、この付近の突起位置に於いては円柱表面と突起の双方で剥離し、再付着を伴っていることに起因すると考えられる。また、抗力係数が低下しているのは、再付着に伴ってカルマン渦の巻き込みが断面背面から離れることによるものであると推定される。従って、この突起位置に於いてはカルマン渦放出に伴う剥離剪断層の変動はある程度あるものの、カルマン渦そのものの巻き込みは通常の円柱と比較して背面から離れていると考えられる。さらに  $50^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ 程度に於いては、ほぼ一定の変動揚力を取り、抗力係数が急激に増大している。これは、この程度の突起位置では剥離点の位置が円柱表面でなく突起に固定され突起位置が下流側になるに従って再付着を伴わず剥離することで、



(c) 揚力係数



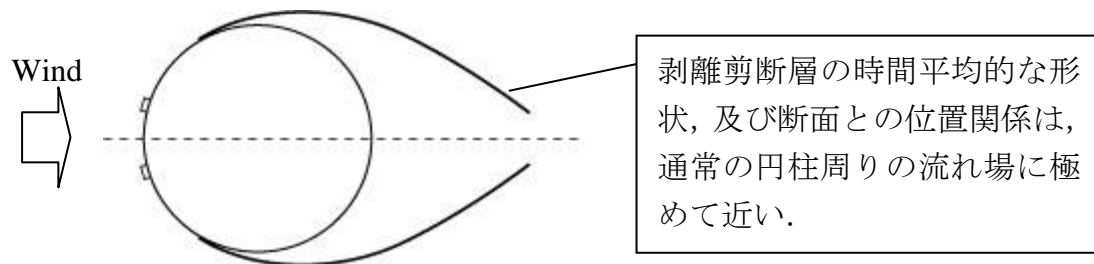
(d) Strouhal 数

Fig.5-2 対称突起付き円柱の静的空気力特性( $\alpha=0^\circ$ )

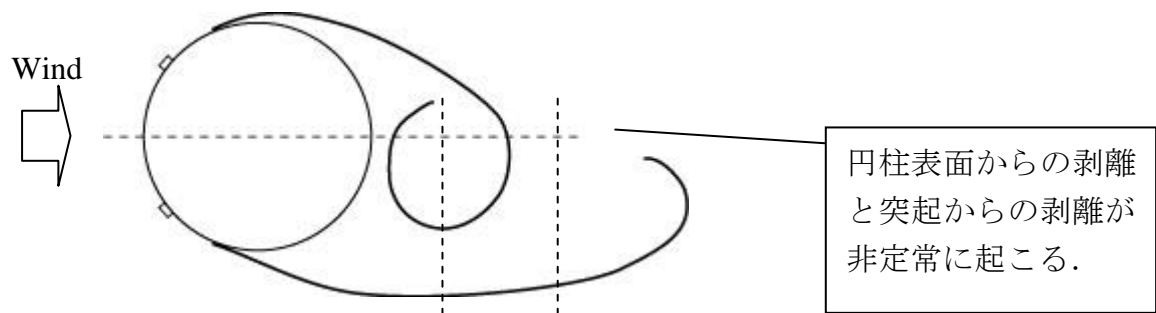
カルマン渦の巻き込みが強くなっていることに起因していると考えられる． $70^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ 程度に於いては，変動揚力係数，抗力係数共に非常に大きな値を取っている．この突起位置での流れ場は，同様に剥離の位置が突起位置に固定され，剥離位置と物体背面の位置関係から，突起がこれよりも上流側にあるときと比較してスムーズに剥離することで，矩形断面周りの流れ場に近い構造になっているものと考えられる．つまり，抗力係数並びに変動揚力係数が  $70^\circ$  付近でピークをとっているのは，カルマン渦の巻き込みが最も強く断面背面に近づく，中口ピークに相当すると考えられる．さらに  $\theta \geq 100^\circ$  になると，変動揚力係数，抗力係数と共に低下し，通常の円柱に近づいている．これは，剥離点が突起から再び円柱表面に戻ることに由来するものと考えられる．

次に，上述した変動揚力係数と抗力係数による流れ場の推定に，揚力係数特性を加えることで，より詳細な流れ場の特性の同定を試みる．注目すべきは， $\theta = 50^\circ$  で見られる定常揚力である．定常揚力が発生しているということは，時間平均的な流れ場が非対称になっているということである．Bearman<sup>1)</sup>や Schewe<sup>2)</sup>によって指摘されたように，円柱周りの流れ場に於いては臨界 Reynolds 数に達した時にカルマン渦放出が弱まり，それに伴って非対称流れが生じる．これは即ち，カルマン渦放出が弱くなることと，非対称流れが発生しやすくなることは直結していることを意味する．仮にこの臨界 Reynolds 数領域における円柱周りの流れ場と全く同じ議論が適用できるとするならば， $40^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$  程度の突起位置に於いても非対称流が観測されても良いはずである．しかしながら，本研究で観察された明確な非対称流は  $\theta = 50^\circ$  のみであって，その他の突起位置で得られた定常揚力が有意なものであるとは決して言えない．ここで Zdravkovich<sup>5)</sup>の説明に従って，臨界 Reynolds 数領域での円柱周りの流れ場で生じる定常揚力のメカニズムとして円柱の片側のみに偏った剥離バブルの形成と対応させて考えると，これらの突起位置に於いて定常揚力が発生しない原因として，再付着が考えられる．変動揚力と抗力の項で触れたように，突起位置が  $40^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$  程度の時には，突起から剥離して再付着することが推察される．即ち，上下面双方の剥離した流れが再び円柱表面に再付着した場合，上下面に剥離バブルが形成され，非対称流が発生しにくい状態にあるのではないかとということが考えられる．一方，明確な定常揚力が見られた  $\theta = 50^\circ$  という突起位置の断面について変動揚力係数と抗力係数の観点から再び考えてみると，この断面は剥離点が突起に固定され，再付着を伴うかどうかの臨界点であるということが出来る．即ち，突起位置が  $\theta = 50^\circ$  の対称突起付き円柱に於いては，剥離した流れが再付着するか否かの臨界的な状態であるために，剥離バブルの生成が偏り，定常揚力が生じているのではないかと推察される．このことは，Fig.5-2(d)に示すように， $\theta = 50^\circ$  に於いて Strouhal 数のジャンプが生じていることとも整合性が取れていると考えられる．但し，この推定が正しくとも，この剥離バブルの偏りがどのようなきっかけで起こるか，あるいは逆側の面へのスイッチが起こるかは不明確である．

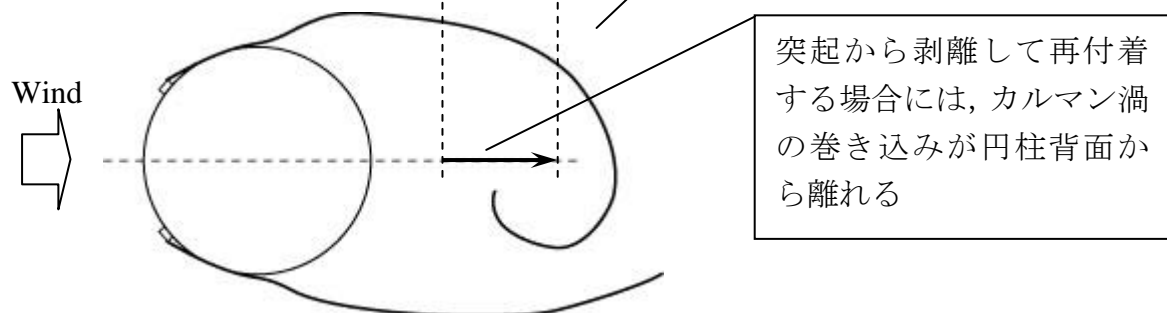
以上から推定される，迎角ゼロに於ける突起付き円柱周りの流れ場を Fig.5-3 に示す．



(a)  $\theta = 0^\circ \sim 20^\circ$ , 時間平均流線

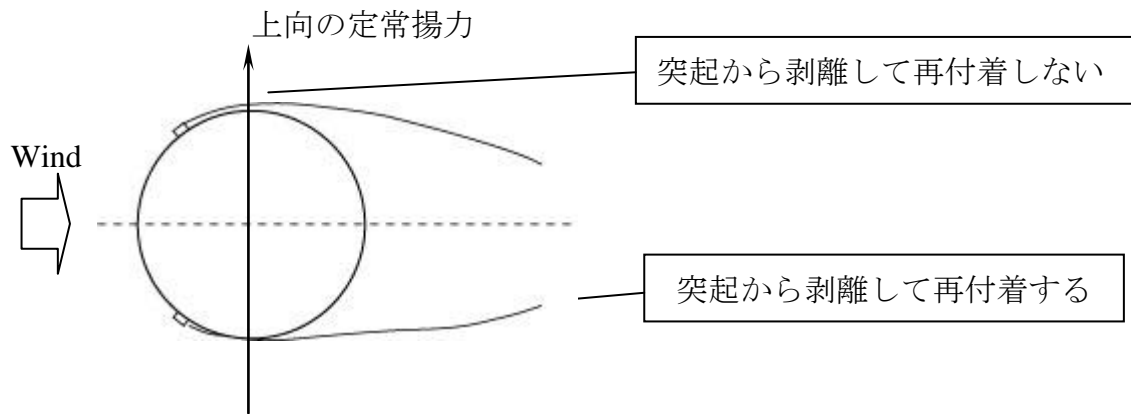


(b1) 円柱表面からの剥離

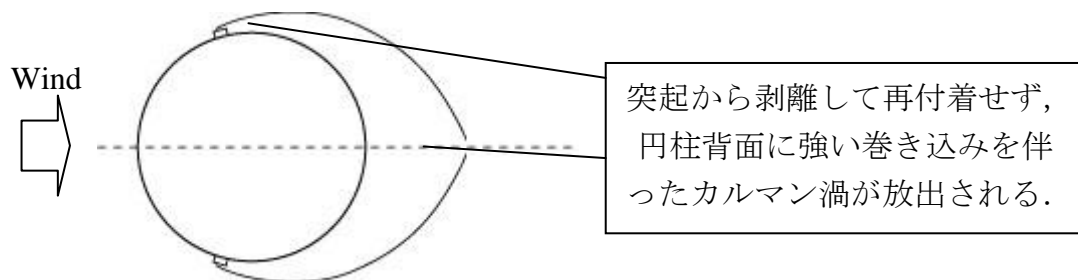


(b2) 突起から剥離して再付着

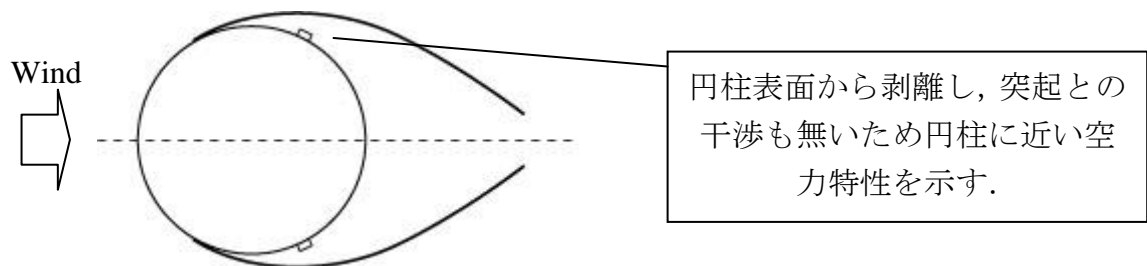
(b)  $\theta = 30^\circ \sim 40^\circ$ , カルマン渦が上面から放出される瞬間



(c)  $\theta=50^\circ$ , 時間平均流線



(d)  $\theta=60^\circ\sim90^\circ$ , 時間平均流線



(e)  $\theta=100^\circ\sim170^\circ$ , 時間平均流線

Fig.5-3 対称突起付き円柱の静的空気力特性から推定される流れ場( $\alpha=0^\circ$ )



### 5.3 対称突起付き円柱のギャロッピング不安定に対する特性

さて、以上の流れ場の推定に加えて、揚力係数勾配の特性と、たわみ 1 自由度自由振動応答特性から Fundamental Bluff Body Flow の特性を検討することにより、この対称突起付き円柱のギャロッピング不安定に対する特性を考察する。なお、Table 5-1 には自由振動系における構造諸元を表す。ここに、 $f_n$ ：たわみ固有振動数、 $m$ ：単位長さ辺りの質量、 $\delta$ ：対数減衰率、 $S_c$ ：Scruton 数をそれぞれ表す。

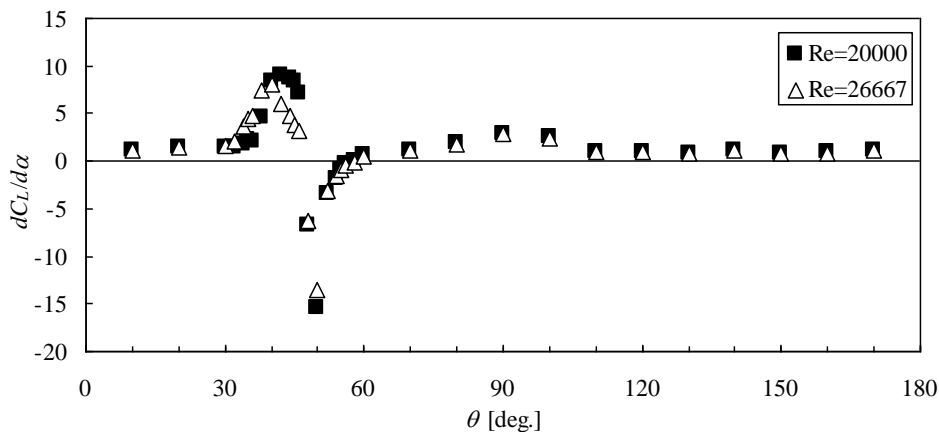


Fig.5-4 対称突起付き円柱の揚力勾配特性( $\alpha=0^\circ$ )

まず、Fig.5-4 の揚力勾配特性に着目する。  $10^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$  では絶対値の小さな正の揚力勾配をとっている。この突起位置の断面では、剥離は円柱表面で起こっていると考えられるので、流れ場及び空気力の特性が円柱のそれに近く、ギャロッピングの発生原因である内部循環流も圧力回復も生じていないと考えられる。  $32^\circ \leq \theta \leq 46^\circ$  では、Reynolds 数による若干の違いは見られるものの、突起位置が下流側に移るに従って大きな正の揚力勾配となり、 $\theta = 40^\circ \sim 42^\circ$  でピークを迎えている。これは、正迎角に対しては上面側の突起で剥離し始めるので、上面側の圧力が低下するのに対して、下面側では円柱の表面から剥離することにより圧力低下がそれ程生じていないことによるものと考えられる。さらに、突起位置を下流側に移すと、 $\theta \leq 46^\circ$  まで揚力係数勾配が小さくなっている。これは、突起位置を下流側に移したことで正迎角に於ける下面側に於いても突起から剥離するようになり、再付着が非定常に起こるために上面と下面の圧力差が小さくなったものであると考えられる。そして、 $\theta = 45^\circ \sim 46^\circ$  の間で正から負に転じ、 $\theta = 50^\circ$  で最も絶対値の大きな負の値を取っている。これは、下面の剥離剪断層が再付着せずに円柱表面に近づいたことで内部循環流を生じていることと、上面側の剥離位置である突起位置がより下流側に移ったため、圧力回復が生じているものであると考えられる。さらに  $\theta = 52^\circ$  以上では、Reynolds 数の依存性が見られなくなり、 $\theta = 58^\circ$  まで連続的に絶対値が小さくなっている。これは下面側の剥離位置である突起がさらに下流側に移るために、剥離剪断層が側面から離れているためであると考えられる。 $\theta$  が  $60^\circ$  に到ると再び正の値を取り、以降突起位置が下流側に移っても揚力勾配特性に

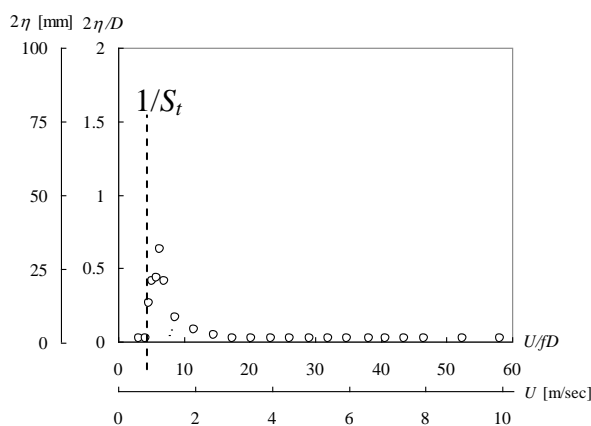
大きな変化は見られない。

次に、 $\theta = 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 55^\circ, 58^\circ, 60^\circ$ に於ける対称突起付き円柱のたわみ 1 自由度応答実験の V-A 図を突起の無い円柱の結果と共に Fig.5-5(a) (b) (c) (d) (e) (f) (g)に示す。

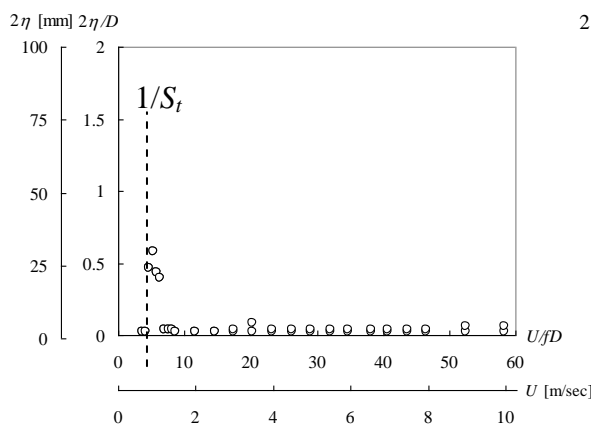
- (a) 通常円柱では、無次元風速  $U/fD=5$  付近でカルマン渦型の渦励振が発現し、高無次元風速域ではギャロッピングは発現していない。
- (b)  $\theta=30^\circ$ でも、通常円柱と同様に、カルマン渦型の渦励振が発現し、高無次元風速域ではギャロッピングは発現していない。
- (c)  $\theta=40^\circ$ では、無次元風速  $U/fD=5$  付近でカルマン渦型渦励振が発現し、高無次元風速域では振動に対して安定である。渦励振の振幅及び発現無次元風速域が $\theta=30^\circ$ と比べて、小さくなっているのは、前節で述べたように剥離点が円柱表面と突起で間欠的に生ずるため、カルマン渦が規則正しく放出されにくく、従って円柱表面近くの剥離剪断層の変動が、正弦波状になっていないためであると考えられる。高無次元風速域に於いてもギャロッピングに対して安定である。これは、揚力勾配特性に対して述べたように、再付着を伴うためであると考えられる。
- (d)  $\theta=50^\circ$ では、無次元風速  $U/fD=5$  付近で渦励振が発現している。静的空気力特性から、

Table 5-1 対称突起付き円柱の  
自由振動系構造諸元

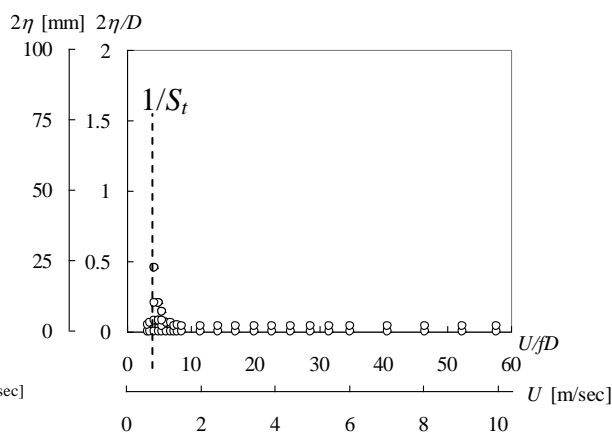
$\theta$	$f_\eta$	$m$	$\delta$	$Sc$
無し	3.44	1.05	0.0083	5.95
30	3.44	1.05	0.0083	5.95
40	3.44	2.06	0.0023	3.15
50	3.48	2.06	0.0023	3.14
55	3.47	2.13	0.0023	3.25
58	3.48	2.10	0.0030	4.28
60	3.48	2.12	0.0020	2.84



(a) 突起無し



(b)  $\theta=30^\circ$



(c)  $\theta=40^\circ$

カルマン渦放出との共振無次元風速は  $1/St \approx 7.2$  であることから、この渦励振はカルマン渦型渦励振ではなく、物体の動きに励起された渦による渦励振、自己励起型渦励振 (Motion-induced-vortex induced vibration, MIV) であると考えられる。即ち、円柱が振動することで剥離点が突起に固定され、Motion-induced の渦放出が伴っていると考えられる。また、無次元風速  $U/fD=13$  付近から、ギャロッピングが発現している。ここでギャロッピングが発現しているのは揚力勾配特性から述べたとおりであるが、ギャロッピングの発現無次元風速付近で不安定なリミットサイクルが見られるのは、振幅が小さい時、即ち相対迎角が小さい時には剥離点の位置が円柱表面になって再付着を伴う瞬間が間欠的に存在するためであると考えられる。

- (e)  $\theta=55^\circ$ では、 $\theta=50^\circ$ と同様に無次元風速  $U/fD=5$  付近で自己励起型渦励振が発現し、振動が収まる無次元風速よりも前にギャロッピングの発現に到っている。ギャロッピングが発現し始める無次元風速域に於ける  $\theta=50^\circ$  の V-A 図と比較すると、ギャロッピングに伴う振動振幅と無次元風速の関係に関しては大きな差異は見られない。むしろ、低無次元

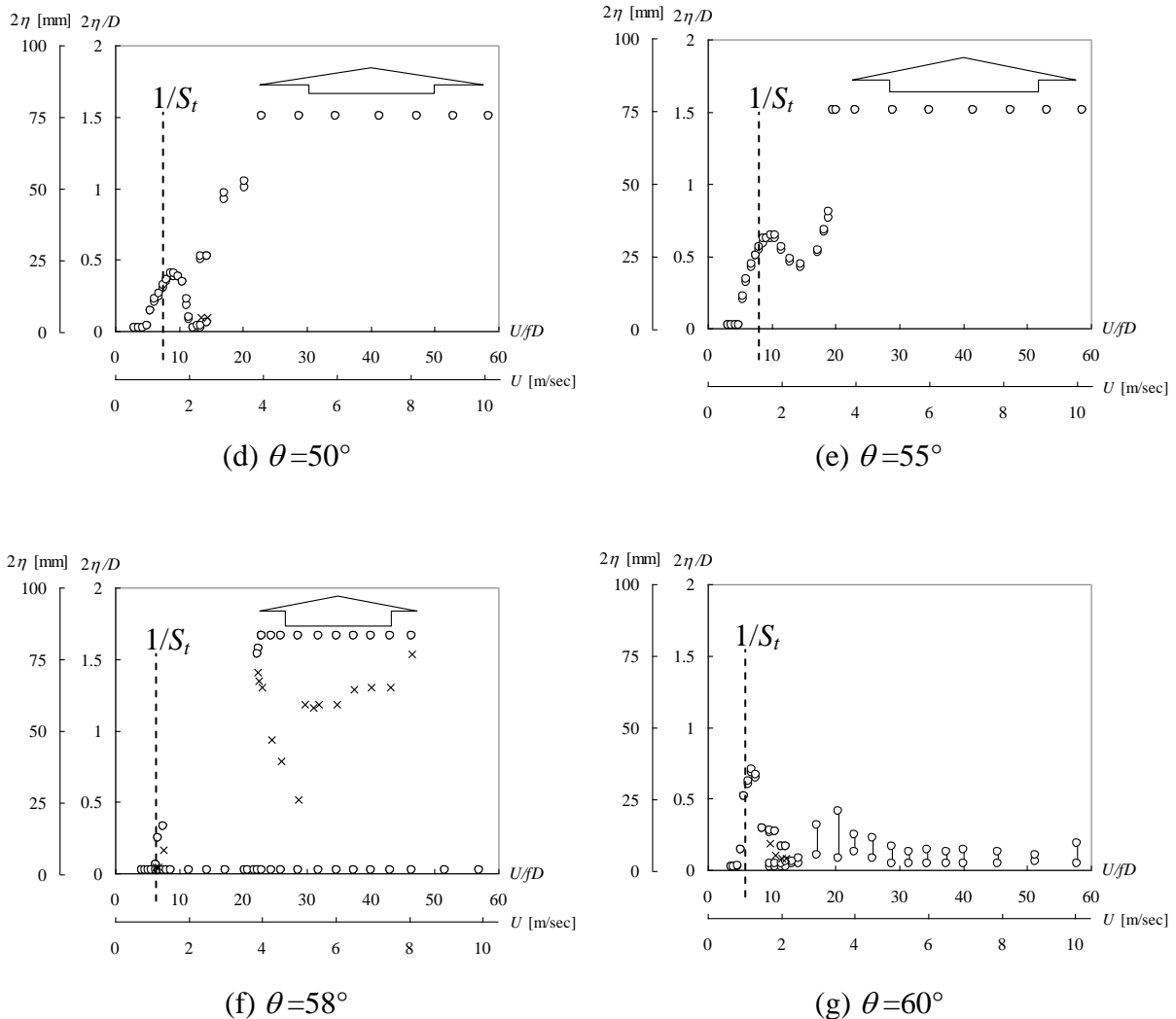
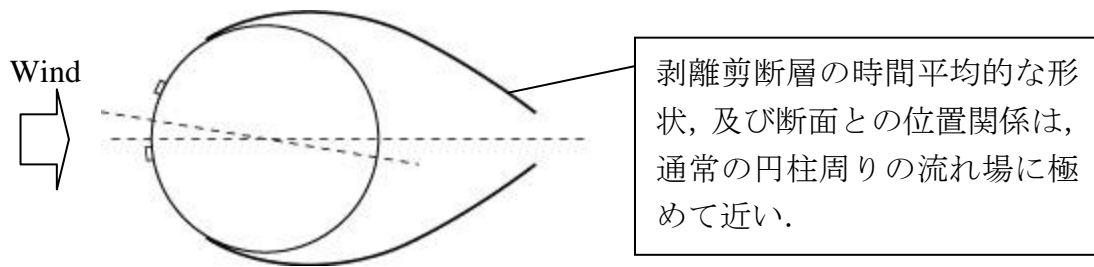


Fig.5-5 対称突起付き円柱のたわみ 1 自由度自由振動特性

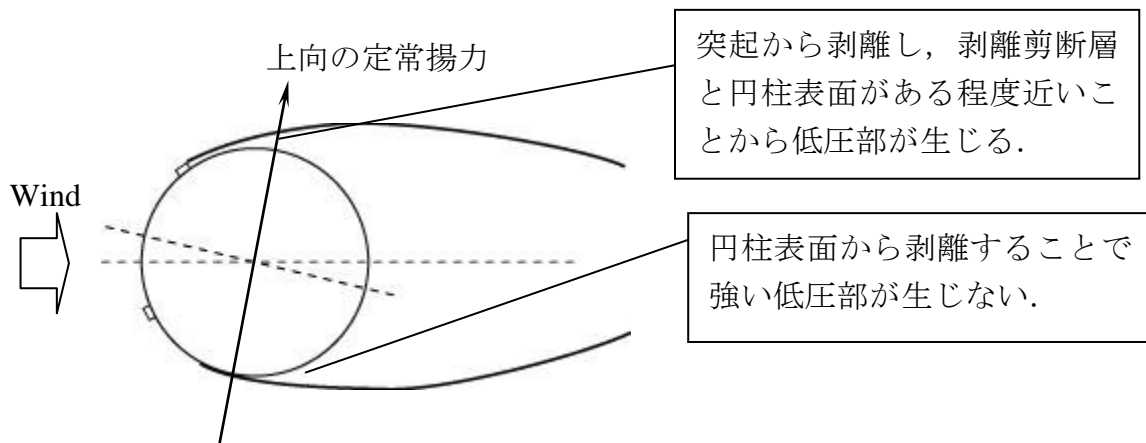
風速側での自己励起型渦励振が振幅、発現無次元風速域の幅ともに大きくなり、ギャロッピングによる振動へと移行しているものであると考えられる。この原因は前節に静的空気力特性に関して述べたように、この断面に於いては剥離点が突起位置で安定しているためであると考えられる。

- (f)  $\theta = 58^\circ$ では無次元風速  $U/fD=6.6$  付近で渦励振が発現している。この渦励振は、Strouhal 数との対応から、カルマン渦型渦励振であると考えられる。この様に、突起位置を僅かに下流側にずらすことによって渦励振の発生機構そのものが自己励起型渦励振からカルマン渦型渦励振に変化したのは、静的空気力特性から述べたように、剥離点に位置が完全に突起位置になり、カルマン渦が安定して放出されていることに起因すると考えられる。また、 $\theta = 50^\circ, 55^\circ$ で見られた自己励起型渦励振とこの  $\theta = 58^\circ$ に於けるカルマン渦型渦励振を比較すると、後者のほうが振動振幅も小さく、発現無次元風速域も極めて狭い。これは、放出周波数が風速に比例するカルマン渦が、放出周波数が物体振動によって決定される **Motion-induced** の渦を完全に抑制していることを意味していると考えられる。さらに高無次元風速では不安定なリミットサイクルを伴った風速限定型の大振幅振動が発現している。揚力係数勾配から考えればこの断面はギャロッピングに対して不安定であると考えられるが、揚力係数勾配は負値であっても極めて絶対値が小さいことから、無次元風速  $U/fD=20\sim30$  程度では非定常な再付着が生じていることが推察される。さらに、無次元風速  $U/fD=30\sim40$  程度で不安定なリミットサイクルが風速の増加に伴って大きくなっている領域では、辺長比の小さな矩形断面のように、剥離剪断層と断面側面から背面にかけての位置関係が離れていることが推察される。従って、この **V-A** 図における高無次元風速域では応答が計測されていないが、不安定なリミットサイクルとの対応を考えると、計測した応答振幅よりも大きな振幅で不安定なリミットサイクルが生じていることが予想される。以上のことから、この高無次元風速域で発現している風速限定型の大振幅振動は、ギャロッピングであると考えられる。
- (g)  $\theta = 60^\circ$ では、無次元風速  $U/fD=6.0$  付近で大きな限定振動が発現し、高無次元風速域になるにつれて応答が低下している。Strouhal 数との対応と、前節で示した各静的空気力特性との対応から、この限定振動はカルマン渦型渦励振であると考えられる。また、この断面の揚力係数勾配が絶対値の小さな正值をとっていること、また静止状態に於いて強いカルマン渦放出を伴っていること、さらにこの **V-A** 図が辺長比  $B/D=0.6$  の矩形断面によく似ていることから、この高無次元風速域での応答は前章で論じたように、**Motion-induced** の渦による応答から、**Fundamental Bluff Body Flow** による応答へ移行しているものであると考えられる。

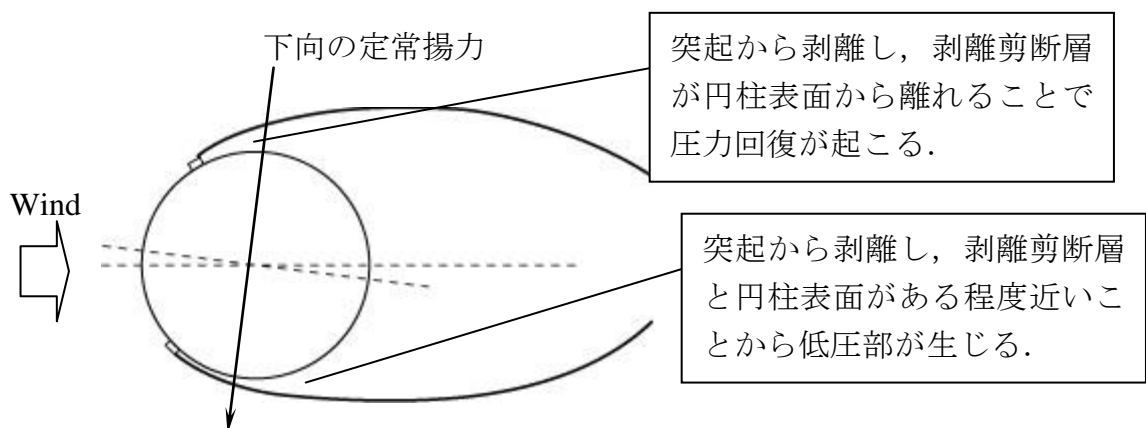
以上の議論から同定される、対称突起付き円柱の正迎角時における流れ場の模式図を Fig.5-6 に示す。



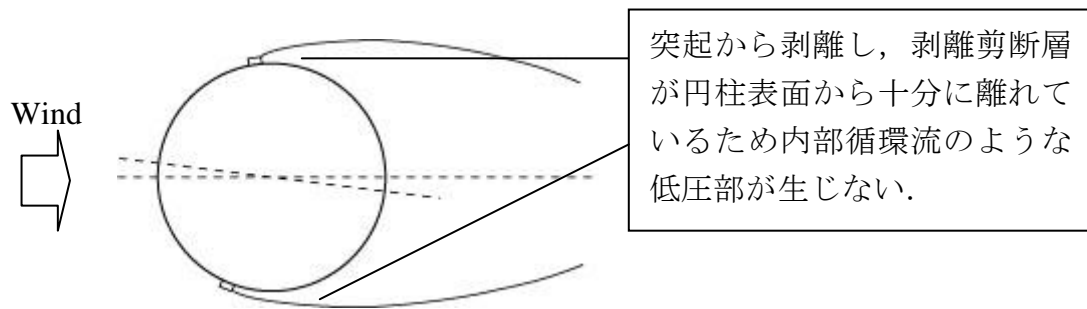
(a)  $\theta=0^{\circ}\sim30^{\circ}$ , 時間平均流線



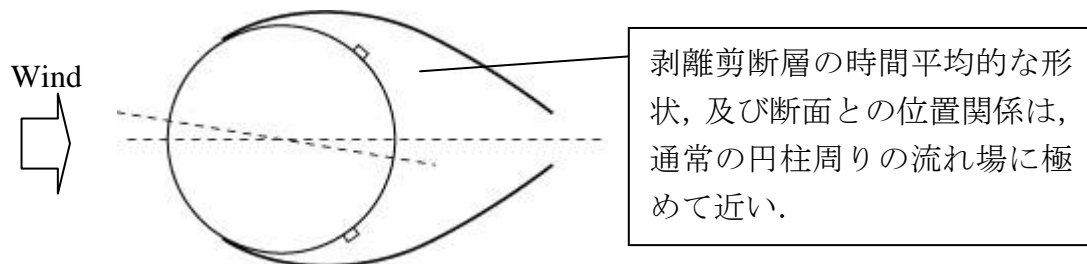
(b)  $\theta=40^{\circ}\sim46^{\circ}$ , 時間平均流線



(c)  $\theta=50^{\circ}\sim58^{\circ}$ , 時間平均流線



(d)  $\theta=60^{\circ}\sim90^{\circ}$ ，時間平均流線



(e)  $\theta=100^{\circ}\sim170^{\circ}$ ，時間平均流線

Fig.5-6 対称突起付き円柱の静的空気力特性から推定される流れ場( $\alpha > 0^{\circ}$ )

#### 5.4 対称突起付き円柱の空力特性のまとめ

様々な突起位置を持つ突起付き円柱に対する静的空気力特性とたわみ 1 自由度ばね支持応答実験から得られた突起付き円柱の空気力特性と，そこから得られるカルマン渦と非対称流，そしてギャロッピングの関係を以下にまとめる．

- ・ この突起付き円柱は，突起位置によってその空気力特性が円柱に近いものから矩形断面に近いものまで様々に変化する．その特性は，剥離位置が円柱表面であるか突起位置であるか，または再付着の有無によって支配されている．
- ・ 剥離点が時間的に円柱表面と突起位置双方に生じる断面では，カルマン渦放出が弱くなり，剥離剪断層の巻き込みは断面背面から遠ざかる．即ちカルマン渦放出が抑制された状態となる．
- ・ カルマン渦が抑制された状態でかつ，流れが完全に再付着しない時には，極めて限定的な状態であるが対称断面であっても剥離バブルの生成に偏りが生じ，非対称流れが生じうる．
- ・ 同様に，カルマン渦が抑制された状態でかつ，流れが再付着しない時には，剥離剪断層と断面側面の位置関係，即ち **Fundamental Bluff Body Flow** の特性によってギャロッピングに対して不安定となる．

#### 5.5 並列 2 角柱の静的空気力特性

本研究で用いた並列 2 角柱は， $B/H=1.28$  の辺長比を持つ矩形断面( $B=32[\text{mm}]$ ,  $H=25[\text{mm}]$ )を，流れ直角方向に並列配置したものである．また角柱間隔  $S$  は， $S/H=0.0\sim 2.0$  に変化させる．即ち， $S/H=0.0$  は， $B/(2H)=0.64$  の単独矩形断面に相当する．Fig.5-7 に，並列 2 角柱を示す．

本研究に於いては，この並列 2 角柱に対して静的空気力測定とたわみ 1 自由度ばね支持応答実験を行った．

静的空気力特性の測定に際しての Reynolds 数は，接近風速と代表長さ  $2H$  をもとにした Reynolds 数で， $Re=20000$ ,  $26666$  である(風洞風速で  $6[\text{m/sec}]$  と  $8[\text{m/sec}]$ )．また，静的空気力を計算する際に用いた代表長さは，流れ方向長さに関しては  $L_B=B$  とするが，流れ直角方向に関しては， $L_D=H$ ,  $L_D=2H$  または  $L_D=2H+S$  を用いる．この区別の理由に関しては後述する．

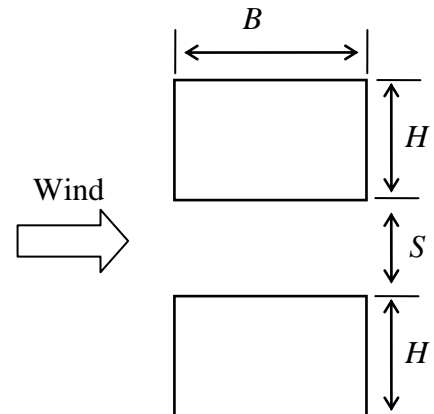
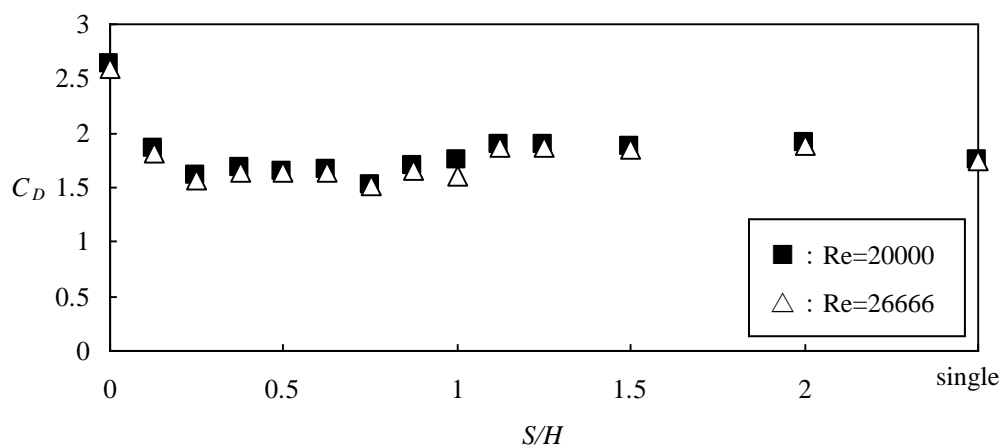


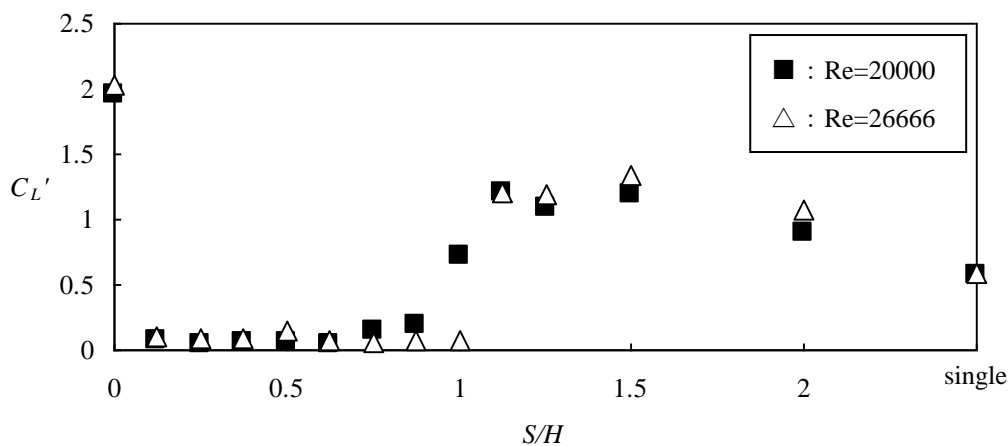
Fig.5-7 並列 2 角柱

Fig.5-8 に，迎角  $\alpha=0^\circ$  に於ける静的空気力特性，(a)に変動揚力係数，(b)に抗力係数，(c)に Strouhal 数，(d)に揚力係数をそれぞれ示す．なおグラフの横軸の”single”には， $B/H=1.28$  の単独矩形断面を表すものとする．

まず、抗力係数と変動揚力係数に着目して流れ場の構造を分類する．抗力係数と変動揚力係数を算出するのに用いた代表長さは、それぞれ、 $L_D=2H$  と  $L_B=B$  である(但し single 角柱に於いては  $L_D=H$ )．抗力係数を見ると、 $S/H=0.0$  つまり  $B/(2H)=0.64$  の矩形断面では中口ピークに対応することから高い抗力係数を取っているが、少しでも隙間を空けると急激に抗力が低下している．これは、2つの角柱間から流出する増速された流れが並列2角柱の上下面から生ずる剥離剪断層の巻き込みを断面背面から遠ざけることによって、背圧が低下していないためであると考えられる． $S/H=1.0$  で若干の Reynolds 数依存性が見られるものの、抗力係数に関しては大きな変化は無く、間隔を大きくするにつれて単独角柱の特性に近づいていることが分かる．一方変動揚力係数に関しては、 $S/H=0.125\sim 0.875$  の間隔比で変動揚力係数が極端に小さくなっている．これは、 $S/H=0.0$  と比べて抗力が急激に低下していることと同じ原因であり、角柱間からの流れにより上下面の剥離剪断層の巻き込みが生じにくくなる、即ちカルマン渦放出が完全に抑制されている状態を意味する．さらに間隔が大きくなると、 $S/H=1.0$  においては Reynolds 数依存性が見られるが、 $S/H=1.125$  以上の間隔では有意な変動揚力係数を取っており、カルマン渦が放出している状態であることを意



(a) 抗力係数



(b) 変動揚力係数

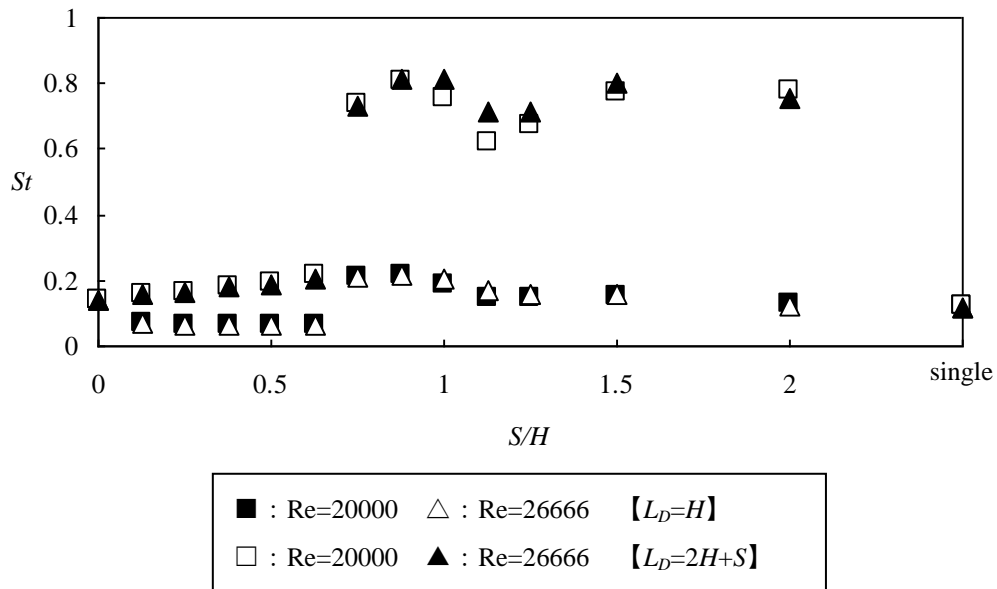
Fig.5-8 並列2角柱の静的空気力係数 ( $\alpha=0^\circ$ )



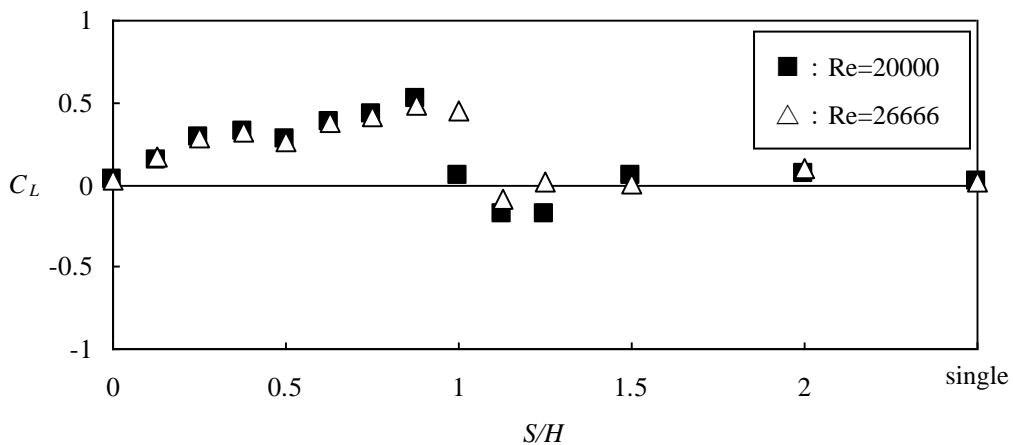
味する．また，間隔が十分に大きくなると，その特性は抗力と同様に単独角柱の特性に近づいている．以上のように，間隔がある程度小さい並列 2 角柱に於いては，角柱間から噴出する速い流れが後流にスプリッタープレートを挿入したような効果を持つと言える．

次に Strouhal 数に着目する．Strouhal 数に関しては，その計算に用いる代表長さを  $L_D=H$  と  $L_D=2H+S$  の 2 種類プロットしている．図に示すように， $S/H=0.625$  と  $S/H=0.75$  の間に Strouhal 数のジャンプが生じている．即ち， $S/H=0.125\sim0.625$  までは 2 つの角柱が一体となったような流れ場が支配しているのに対し， $S/H=0.75$  以上ではそれぞれの角柱周りの流れ場が支配すると言える．

最後に，揚力特性に着目する．ここで注目すべきは，前節で議論した対称突起付き円柱以上に，カルマン渦放出が抑制されていると考えられる断面形状に於いて，明らかに有意



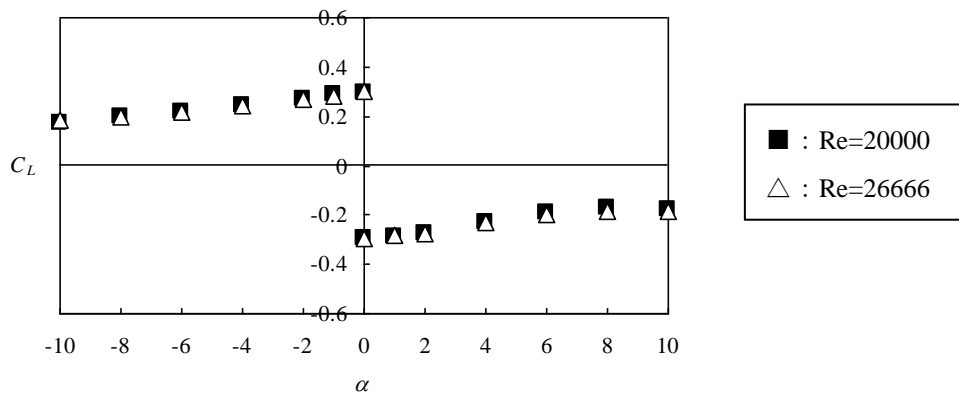
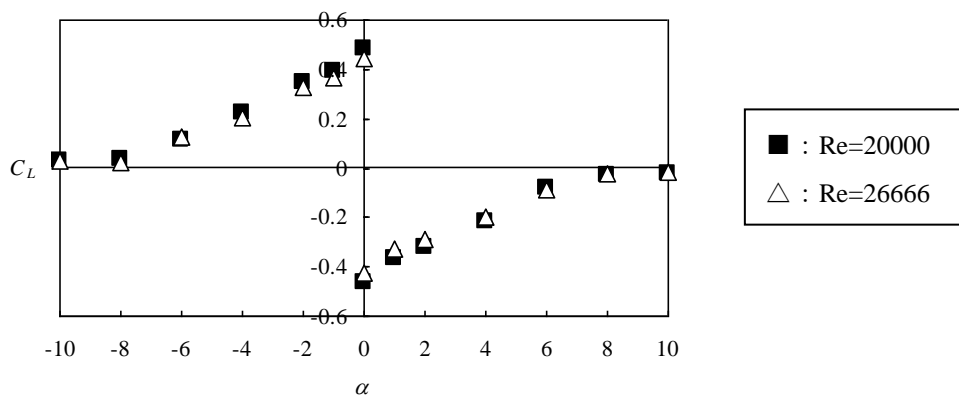
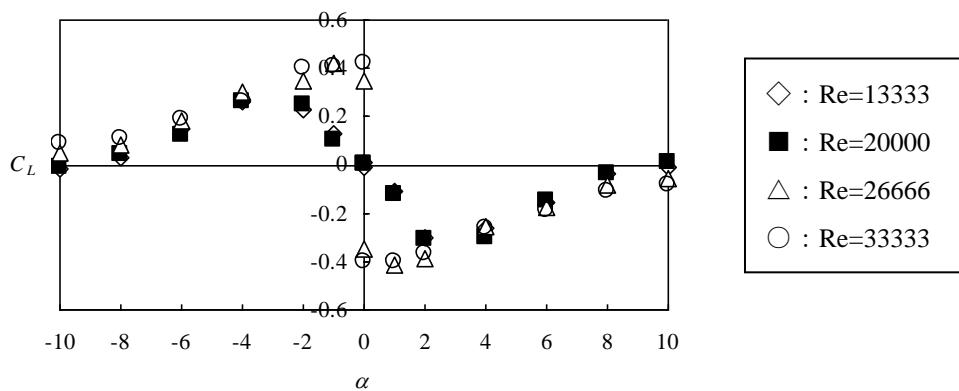
(c) Strouhal 数



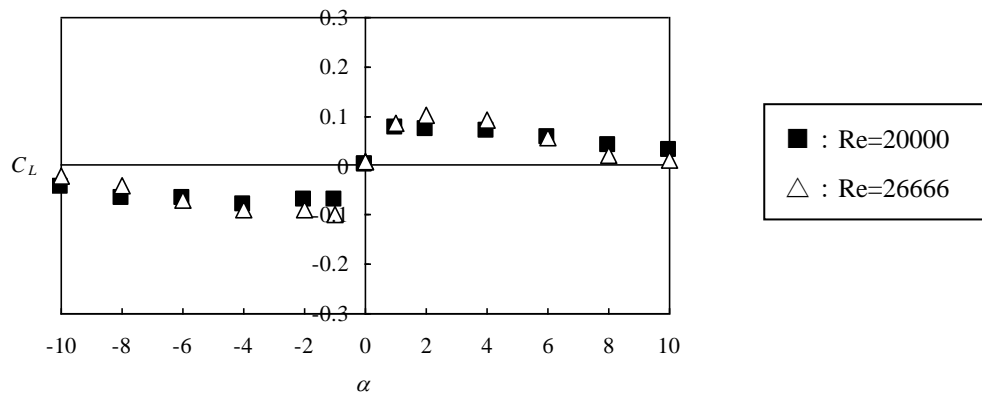
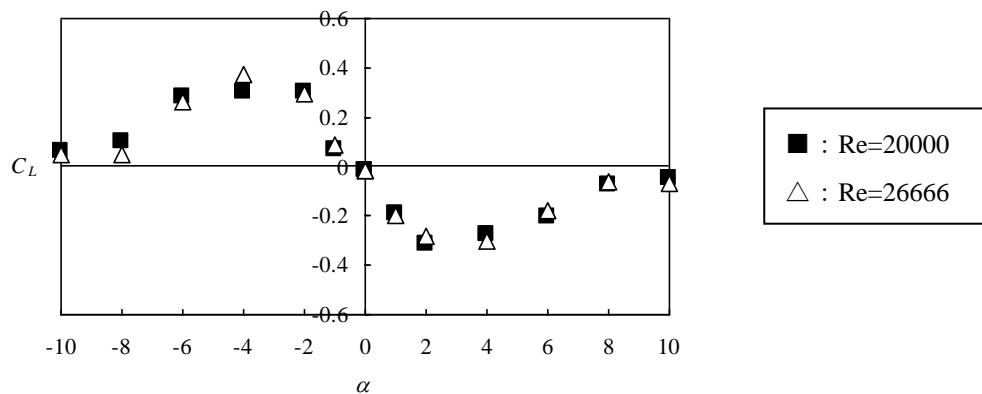
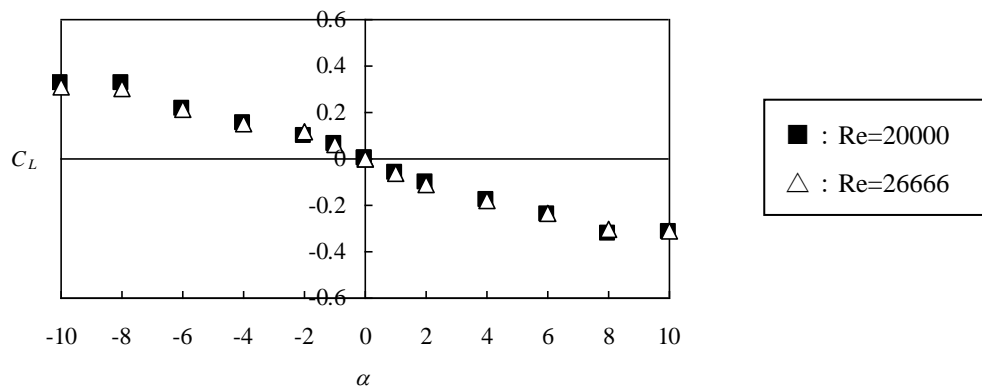
(d) 揚力係数

Fig.5-8 並列 2 角柱の静的空気力係数 ( $\alpha=0^\circ$ )

な定常揚力が発生していることである。しかも、 $S/H=1.0$  に於いて変動揚力係数との対応をみると、変動揚力係数が有意な値をもっている  $Re=20000$  のケースに於いては有意な定常揚力を持っていないのに対し、変動揚力係数が小さい  $Re=26666$  のケースに於いては有意な定常揚力が発生している。このことから、カルマン渦放出の有無と定常揚力発生の有無に明確な対応関係が有ることが分かる。定常揚力が発生しているということは、流れ場が非対称になっているということである。ここで、 $S/H=0.5, 0.875, 1.0, 1.5, 2.0, \text{single}$  の断面における揚力の変化特性を、Fig.5-9 に示す。

(a)  $S/H=0.5$ (b)  $S/H=0.875$ (c)  $S/H=1.0$

図のように、 $S/H=0.5, 0.875, 1.0$  の並列 2 角柱では迎角  $\alpha=0^\circ$  において有意な定常揚力を持ち、不連続な揚力係数特性を示している。なお、Fig.5-8 に於いては、発生した定常揚力に関しては片側のみを示したが、これらの断面は流れに対して上下対称であるため、Fig. 5-9 に示すように定常揚力は正負両方の値を取りうる。揚力係数特性は  $S/H=1.0$  においては先に示したように Reynolds 数依存性があり、Reynolds 数  $Re=26666$  以上で非対称流に伴う不連続な揚力特性が見られる。 $S/H=1.5$  以上においては、迎角  $\alpha=0^\circ$  に対して揚力係数は連続

(d)  $S/H=1.5$ (e)  $S/H=2.0$ 

(d) single

Fig.5-9 非対称流れ場を伴う並列 2 角柱に於ける揚力の迎角変化特性 ( $\alpha=-10^\circ\sim 10^\circ$ )

的に変化している． $S/H=2.0$  においては，迎角が小さい範囲でその特性が単独の角柱に近づいていると言える．

またこの様な迎角 $\alpha=0^\circ$ に於ける定常揚力の正負は，接近流に擾乱を与えることにより人為的に逆転させることが出来る．即ち流れ場がスイッチすることが確認されていることから，この実験系における対称性は，工学的に十分に満たされているということが出来る．

以上のことから，揚力変動と定常揚力には以下のような明確な対応関係が有るといえる．Fig.5-10 に， $S/H=1.0$  の  $Re=20000$ (左列，風洞風速 6[m/sec]に対応)と 26666(右列，風洞風速 8[m/sec]に対応)に於ける揚力の時間的変動を示す．上から順に，揚力のウェーブレット解析結果，時系列波形，0.2 秒のアンサンブル平均をとった時系列，カルマン渦放出周波数でバンドパスフィルタかけた時系列を示す．ここに示すように，カルマン渦が間欠的に放出し，カルマン渦放出が弱い時には定常揚力が生じていることが分かる．即ち，カルマン渦放出が時間平均流れを対称化していると言える．

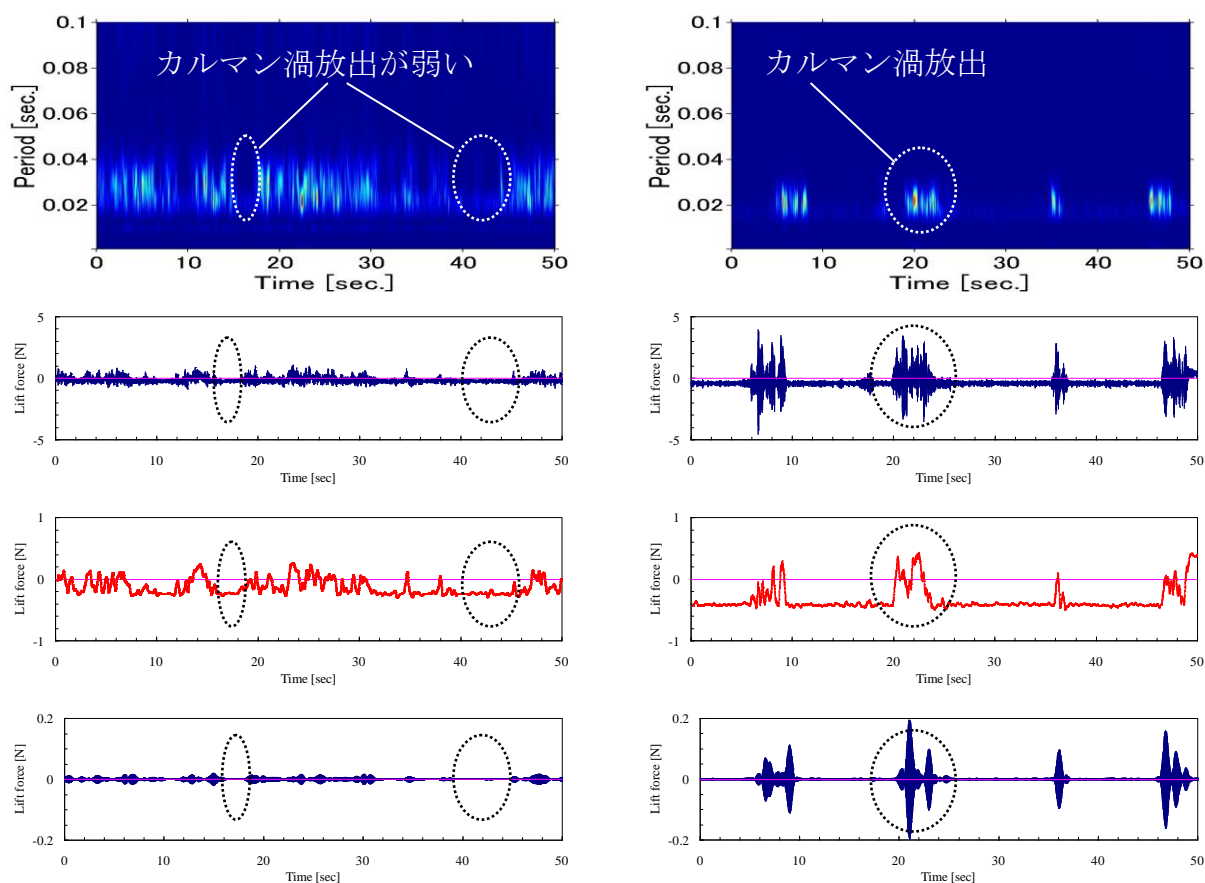


Fig. 5-10 間欠的に放出されるカルマン渦 ( $S/H=1.0$ , 左列:  $Re=20000$ , 右列:  $Re=26666$ )

ここで，前節で対称突起付き円柱に関して論じたように，並列 2 角柱周りの流れ場について論じる必要があるが，これらの断面に関しては，静的空気力特性を支配する剥離剪断層の形状が角柱間の流れに於いても存在し，静的空気力特性のみでは流れ場の特性，特に角柱間での流れ場を推定するには不十分であると考えられる．従って，この並列 2 角柱周りの流れ場に関しては，後の章で数値解析によって再現を試みる．

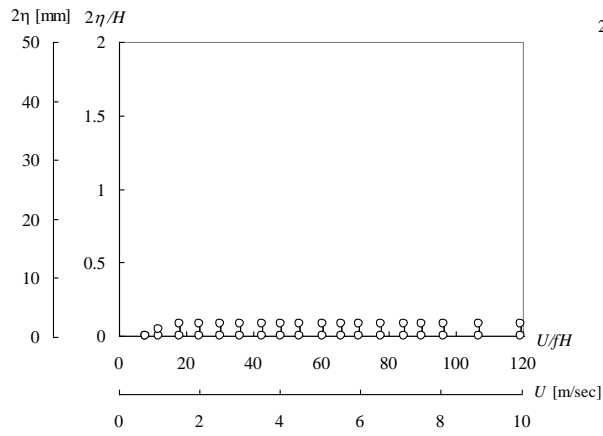
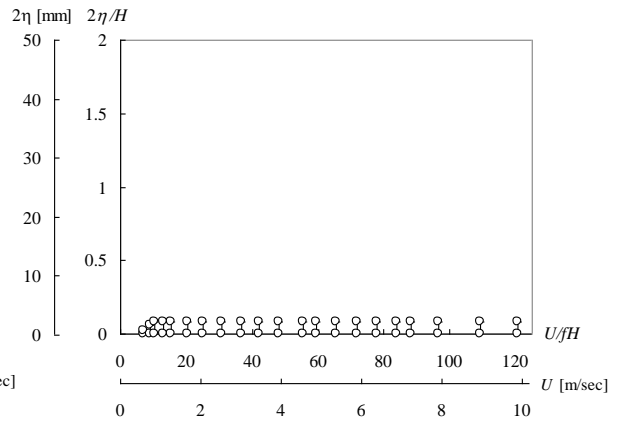
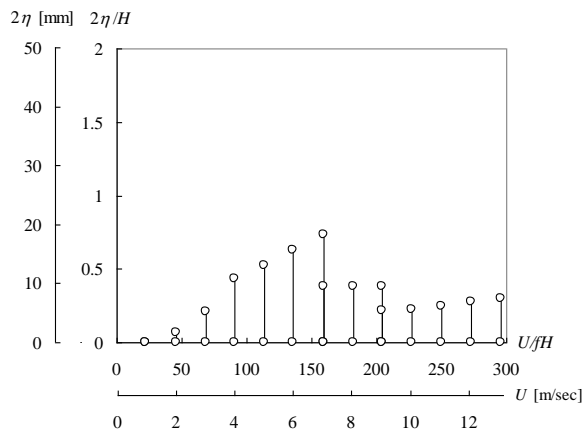
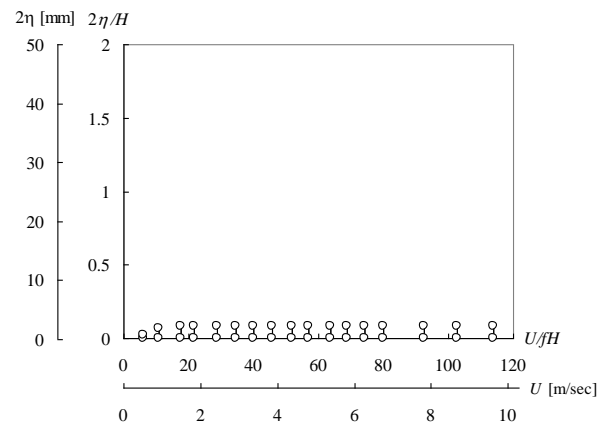
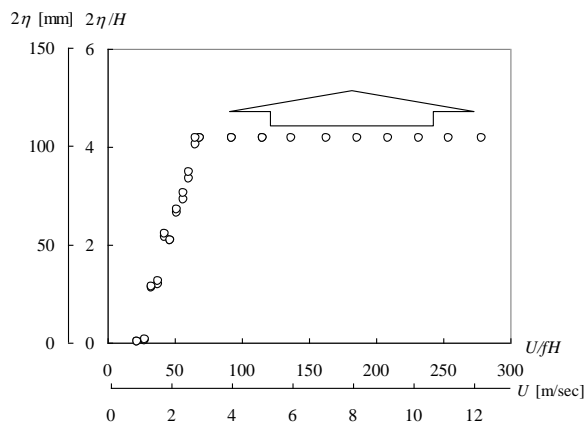
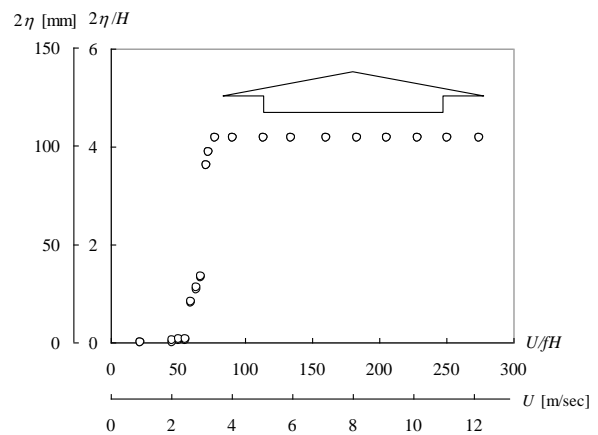
## 5.6 並列 2 角柱の動的空気力特性

次に、たわみ 1 自由度自由振動応答特性を検討する。Fig.5-11 に並列 2 角柱の自由振動特性を示す。なお、Table 5-2 には自由振動系における構造諸元を表す。ここに、 $f_\eta$ : たわみ固有振動数、 $m$ : 単位長さ辺りの質量、 $\delta$ : 対数減衰率、 $S_c$ : Scruton 数を表す。ここに示すように、 $S/H=0.5, 0.875, 1.5$  では計測した全ての無次元風速域に亘って小さな振動しか発現していない。低無次元風速域に於いても渦励振が発現していないことから、 $S/H=0.5, 0.875$  ではカルマン渦放出が抑制されていると考えられる。静的空気力特性から見れば

$S/H=1.5$  に関してはカルマン渦放出が個々の角柱から成されていることが推察されたが、ここでカルマン渦型渦励振が見られない。これは角柱間の流れが複雑に関与していることが考えられるが、詳細は不明である。 $S/H=2.0$  と single ではギャロッピングが発現している。このことから、 $S/H=2.0$  の空力特性が単独角柱に近づき、角柱間の流れは間隔が小さい時に比べて特異的でないことが考えられる。低無次元風速域でカルマン渦型渦励振が見られないのは、本計測に於いてはたわみの固有振動数を低く設定したことから、カルマン渦型渦励振が起こるべき無次元風速で風洞風速が小さすぎたことが考えられる。これらに対して、 $S/H=1.0$  では他の角柱間隔の断面と比較して特徴のある振動特性を持っている。振動振幅そのものはそれ程大きくないものの、低無次元風速域から高無次元風速域に亘って振動が発現している。ここで、揚力勾配特性に着目すると(Fig.5-12)、 $S/H=1.0$  では負の値を取っており、さらに Reynolds 数が上がるに従ってその絶対値が小さくなっている。即ち自由振動実験系に於いては、風速が上がるにつれて揚力係数勾配の絶対値が小さくなっていることを意味する。また前節で示した揚力の迎角変化特性(Fig.5-9)を見ると、Reynolds 数が高くなるに従って揚力係数勾配が負となる迎角の幅が小さくなっている。ここで Fig.5-13 に示すように、 $S/H=1.0$  の V-A 図に相対迎角が  $2^\circ, 1^\circ, 0.5^\circ$  となる振動振幅を重ねてみると、各無次元風速域では各相対迎角に対応する振動振幅をとっていることが分かる。つまり、この断面に於いて高 Reynolds 数領域では変動揚力係数が小さいことを併せて考えると、この断面ではカルマン渦放出が抑制されることによって、低無次元風速域から振動が準定常状態になっているということが言える。即ち、Fundamental Bluff Body Flow によって支配された振動であると言える。

Table 5-2 並列 2 角柱の  
自由振動系構造諸元

$S/H$	$f_\eta$	$m$	$\delta$	$S_c$
0.5	3.34	2.49	0.0087	9.47
0.875	3.26	3.32	0.0055	12.34
1.0	1.76	2.32	0.0082	13.03
1.5	3.44	1.14	0.0082	6.44
2.0	1.75	2.34	0.0062	9.70
single	1.75	2.33	0.015	24.68

(a)  $S/H=0.5$ (b)  $S/H=0.875$ (c)  $S/H=1.0$ (d)  $S/H=1.5$ (e)  $S/H=2.0$ 

(f) single

Fig.5-12 並列2角柱のたわみ1自由度自由振動特性

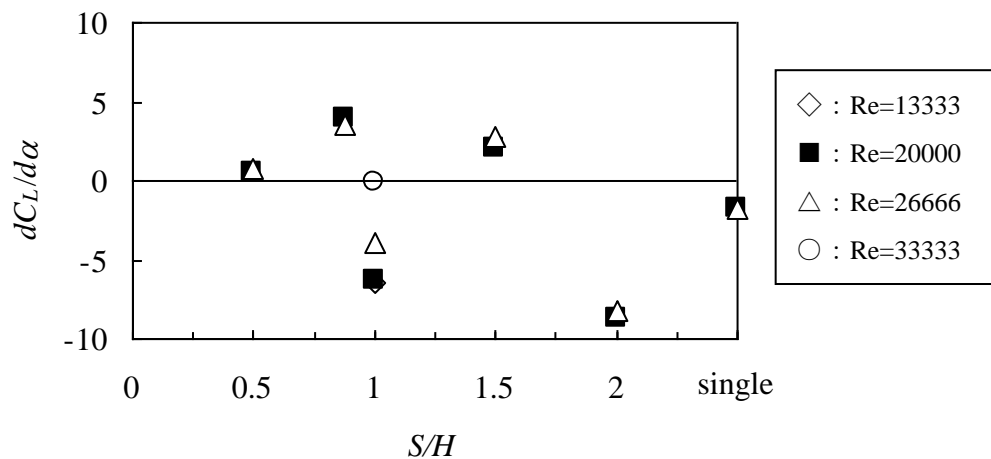
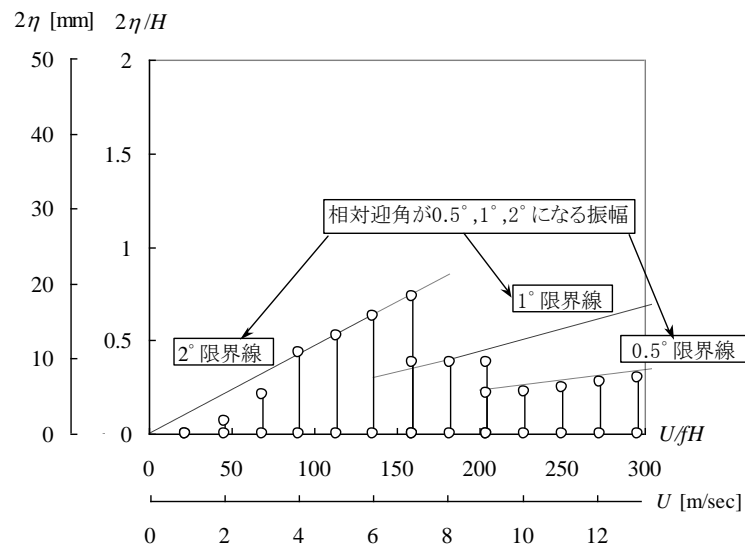


Fig.5-12 並列 2 角柱の揚力勾配特性

Fig.5-12  $S/H=1.0$  並列 2 角柱に発現する準定常的応答

### 5.7 並列 2 角柱の空力特性のまとめ

様々な間隔を持つ並列 2 角柱に対する静的空気力特性とたわみ 1 自由度ばね支持応答実験から得られた並列 2 角柱の空気力特性と、そこから得られるカルマン渦と非対称流、そして振動特性の関係を以下にまとめる。

- ・ 角柱間隔が狭いときには、角柱間から噴出する流れがスプリッタープレートのような役割をすることによってカルマン渦放出が抑制される。
- ・ この噴出する流れによってカルマン渦放出が抑制された時には、迎角  $\alpha=0^\circ$  即ち対称断面であっても有意な非対称流が形成され、定常揚力が生じる。
- ・ これらのことから、カルマン渦放出は時間平均的な流れ場を対称化しているということが出来る。
- ・ カルマン渦放出が抑制される時には、Fundamental Bluff Body Flow に支配される振動状態となる。

## 参考文献

- 1) Bearman, P.W.: “On vortex shedding from a circular cylinder in the critical Reynolds number regime”, *Journal of Fluid Mechanics*, **vol.37**, pp.577-585, 1980.
- 2) Schewe, C.: “On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross-flow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, pp.265-285, 1983.
- 3) Matsumoto, M., Yagi, T., Liu, Q., Oishi T. and Adachi, Y.: “Effect of axial flow and Karman vortex interference on dry-state galloping of stay-cables”, *Proceedings of the Sixth International Symposium on Cable Dynamics*, 2005.
- 4) 岡島厚, 杉谷賢一郎, 溝田武人: ”一様流中に置かれた並列 2 構造物に働く流体力”, 第 8 回風工学シンポジウム論文集, pp.285-290, 1984.
- 5) Zdravkovich, M.M.: “Flow around circular cylinders”, *Oxford Science Publications*.



## 第 6 章 数値解析法概要

### 6.1 概説

本論ではこれまで種々の断面に於いて、静的空気力特性や非定常空気力特性からその周りの流れ場を推定してきた。本章ではこれらの推定の補遺として、あるいはより詳細な流れ場を議論するために、Large Eddy Simulation (LES)によって断面周りの流れ場を解析するための解析法について述べる。

本研究で対象とする流体は非圧縮性の高 Reynolds 数流体である。それは、接近流が一樣流であっても、空力現象を特徴付ける断面側面や後流の流れ場は極めて複雑な乱流となるためである。従って、Direct Numerical Simulation (DNS)では計算機の制約上格子の解像度に限界があるため、乱流モデルの使用が適当であると考えられる。現在、様々な乱流モデルが提案され、その一部は商用コードにも組み込まれている。それらの中で、多くの商用コードに組み込まれているレイノルズ平均モデル(Reynolds Averaged Navier-Stokes equation, RANS)と比較して、LES は計算付加が大きいもののモデルに対する依存度が小さく、物体スケールの流れの変動を非定常に解析できるため、非定常性の強い Bluff Body 周りの流れ場を再現するには、LES が最も適していると考えられる。

LES は、1963 年に Smagorinsky<sup>1)</sup>によって理論的基礎概念が提唱され、その後、Schumann<sup>2)</sup>によって体積平均化の概念に基づき差分法に於ける Sub-grid Scale(SGS)モデルが構成された。1982 年には、Moin and Kim<sup>3)</sup>によってチャンネル乱流が計算され、イジェクションやスweepといった乱流の組織構造が再現されている。しかし、これらの計算に使われる Boussinesq の渦粘性近似に基づく Smagorinsky モデルは Grid Scale (GS)成分と SGS 成分間のエネルギー輸送が常に散逸的であるため、乱流場に間欠的に存在する SGS 成分から GS 成分へのエネルギーの逆輸送である Backward Cascade が再現されないこと、モデル定数である Smagorinsky 定数の最適値が流れ場によって異なることなどの課題が指摘された。これらの問題に対する解決策として、モデル定数を動的に決定する Dynamic SGS モデルが Germano<sup>4)</sup>によって提案され、LES はその適用性が大きく拡大した。その後も、これらの理論が改良されることで、現在様々な工学的現象に応用されている。

一方で、こうした LES を含めた数値流体解析に於いて、乱流モデルや離散スキームはよりその精度を増しつつあるものの、未だ完全に解決してはならず、発展途上の状態であるといえる。また、風洞実験に於いても各計測技術が日々進歩しているものの、特に同時多点計測や可視化技術に於いては多くの難点を有している。従って、この様な数値流体解析は実験と互いに補完しあう関係に有るべきであると考えられる。

## 6.2 基礎支配方程式

本研究で対象とする流体は非圧縮性粘性流体であり，これを記述する支配方程式は，質量保存式と運動保存式である，連続の式(6.1)と Navier-Stokes 方程式(6.2)である．なお，以下の式における成分表示に於いて，各下付き添え字は Einstein の総和規約に従うものとする．

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{p}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (6.2)$$

ここに， $x_i$ はデカルト座標系， $u_i$ は流速， $p$ は圧力， $\rho$ は空気密度， $\nu$ は動粘性係数である．LES においては，格子スケール以上の直接計算をする GS 成分とそれ以下の微小スケールである SGS 成分とに分離する空間フィルタが導入される．

$$\bar{f}(x_1, x_2, x_3, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{i=1}^3 G_i(x_i - x'_i, \Delta_i) f(x'_1, x'_2, x'_3, t) dx'_1 dx'_2 dx'_3 \quad (6.3)$$

ここで， $G_i(x_i - x'_i, \Delta_i)$ はフィルタ関数であり， $\Delta_i$ はフィルタ幅である．LES において，フィルタ関数としては，フィルタ操作と微分操作の互換性が成り立つことが求められるので，Gaussian フィルタ，Sharp cutoff フィルタ，及び Top-hat フィルタがよく用いられる．連続の式及び Navier-Stokes 方程式に，上述したフィルタを施すと以下の様になる．

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\bar{p}}{\rho} \right) + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (6.5)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (6.6)$$

ここに，フィルタ操作を施すことによって生じた $\tau_{ij}$ は SGS 応力項と呼ばれ，フィルタ操作によりカットされた SGS 成分の影響を表している．この SGS 成分にはモデル化が必要であるが，本研究では，最新の理論ではないもののある程度の成果を収めている，Germano<sup>4)</sup>の Dynamic Smagorinsky モデル(DSM)と Lilly<sup>5)</sup>によるモデル係数の決定法を採用している．

先に触れたように、DSM は従来の標準 Smagorinsky モデル(SSM)が持っていた、

- ① 局所的 SGS 応力の予測精度が低い
- ② 任意の流れ場に対するモデル係数値の最適値を決定することが困難である
- ③ 運動エネルギーの Back cascade が再現できない

等の欠点を補う特徴を有する。Germano *et al.*<sup>6)</sup>は、モデル係数を時間と空間の変数として決定する手法を提案した。この係数決定の手法は、Dynamic procedure と呼ばれている。

Dynamic procedure に於いては、グリッドフィルタ  $\bar{G}_i(x_i - x'_i, \Delta_i)$  に加え、これよりも大きな

フィルタ幅を持つテストフィルタ  $\hat{G}_i(x_i - x'_i, \Delta_i)$  を導入する。テストフィルタのスケールはテストスケールと呼ばれる。グリッドフィルタをかけられた Navier-Stokes 方程式である式(6.5)にこのテストフィルタを施すと、以下の様に表される。

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{u}_i \hat{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\bar{p}}{\rho} \right) + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (6.7)$$

$$T_{ij} = \overline{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (6.8)$$

ここに、上式中の  $T_{ij}$  はサブテストスケール(Sub-Test Scale, STS)応力と呼ばれる。ここで、SGS 応力にテストフィルタをかけることにより SGS 応力と STS 応力の間に次のような関係が導かれる。

$$\hat{\tau}_{ij} = \overline{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j = (\overline{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j) - (\hat{u}_i \hat{u}_j - \hat{u}_i \hat{u}_j) = T_{ij} - L_{ij} \quad (6.9)$$

$$L_{ij} = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} \quad (6.10)$$

$$\Leftrightarrow L_{ij} = \overline{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (6.11)$$

ここに、式(6.11)は Germano's identity と呼ばれ、DSM の根幹を成す式である。さらに SGS 応力及び STS 応力を、Smagorinsky モデルに倣って近似する。なお、 $\delta_{ij}$  は Kronecker's delta を表す。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (6.12)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad |\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (6.13)$$

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} = -2C \widehat{\Delta}^2 \left| \widehat{\bar{S}} \right| \widehat{\bar{S}}_{ij} \quad (6.14)$$

$$\widehat{\bar{S}}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \widehat{\bar{u}}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widehat{\bar{u}}_j}{\partial x_i} \right), \quad \left| \widehat{\bar{S}} \right| = \sqrt{2 \widehat{\bar{S}}_{ij} \widehat{\bar{S}}_{ij}} \quad (6.15)$$

式(6.12)にテストフィルタをかけた式と式(6.14)を式(6.10)に代入すれば,

$$\mathbf{L}_{ij} - \frac{1}{2} \delta_{ij} \mathbf{L}_{kk} = -2C \mathbf{M}_{ij} \quad (6.16)$$

$$\mathbf{M}_{ij} = \overline{\Delta}^2 \left( \alpha^2 \left| \widehat{\bar{S}} \right| \widehat{\bar{S}}_{ij} - \left| \bar{S} \right| \bar{S}_{ij} \right) \quad (6.17)$$

$$\alpha = \frac{\widehat{\Delta}}{\overline{\Delta}} \quad (6.18)$$

ここに,  $\alpha$ はテストフィルタとグリッドフィルタの幅の比を表す. ここでテストフィルタ幅のスケールに於いて  $C$  の変化が小さいとして,

$$\widehat{C \overline{\Delta}^2 \left| \bar{S} \right| \bar{S}_{ij}} \cong C \overline{\Delta}^2 \left| \bar{S} \right| \bar{S}_{ij} \quad (6.19)$$

が仮定されている. 式(6.16)に於いては, 1つの未知量  $C$  に対して, 6つの独立した方程式が存在するため, 一意にモデル係数  $C$  を決定することが出来ない. これに対して Lilly は, 最小自乗法を適用して誤差の自乗である

$$Q = \left( \mathbf{L}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \mathbf{L}_{kk} + 2C \mathbf{M}_{ij} \right)^2 \quad (6.20)$$

が最小となる様な係数の決定手法を提案した. 即ち,

$$\frac{\partial Q}{\partial C} = 2 \left( \mathbf{L}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \mathbf{L}_{kk} + 2C \mathbf{M}_{ij} \right) 2\mathbf{M}_{ij} = 0 \quad (6.21)$$

$$\Leftrightarrow C = -\frac{1}{2} \frac{\mathbf{L}^a_{ij} \mathbf{M}_{ij}}{\mathbf{M}_{ij} \mathbf{M}_{ij}} = -\frac{1}{2} \frac{\mathbf{L}_{ij} \mathbf{M}_{ij}}{\mathbf{M}_{ij} \mathbf{M}_{ij}} \quad (6.22)$$

$$\mathbf{L}^a_{ij} = \mathbf{L}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \mathbf{L}_{kk} \quad (6.23)$$

式(6.22)に於いて、非圧縮性流体であるので

$$\mathbf{L}^a_{ij} \mathbf{M}_{ij} = \mathbf{L}_{ij} \mathbf{M}_{ij} \quad (6.24)$$

が成立する. Germano *et al.*は, 提案した DSM を十分に発達したチャンネル乱流及び乱流遷移するチャンネル乱流に適応し, SSM で必要であった壁面での減衰関数を用いることなく DNS とかなり一致することを確認し, 乱流遷移問題に対する DSM の有効性を示している. さらに, Germano *et al.*<sup>6)</sup>はチャンネル内乱流の計算に於いてモデル係数  $C$  が負になることによる計算の不安定性を防ぐために, 統計的に一様な方向にモデル係数を平均化している. 本研究に於いては, 対象とする物体は全て 2 次元断面であるので, スパン方向  $z$  に対して

$$C = -\frac{1}{2} \frac{\langle \mathbf{L}_{ij} \mathbf{M}_{ij} \rangle_z}{\langle \mathbf{M}_{ij} \mathbf{M}_{ij} \rangle_z} \quad (6.25)$$

としている.

### 6.3 計算アルゴリズムと差分スキーム

本研究に於いては, LES を適用する断面として対象突起付き断面と, 並列 2 角柱の 2 種類を想定しており, それぞれの断面の形状に適した格子を形成する必要がある. そこで前節で導出した式を, 一般曲線座標系と非等間隔直交座標系の 2 種類の差分系に展開し, それぞれに対応した解析コードを作成した. 一般曲線座標系差分法のコードにはコロケート格子を, 非等間隔直交座標系差分法のコードにはスタガード格子を採用する. Fig.6-1, Fig.6-2 に, それぞれの座標系と物理量の定義点を示す.

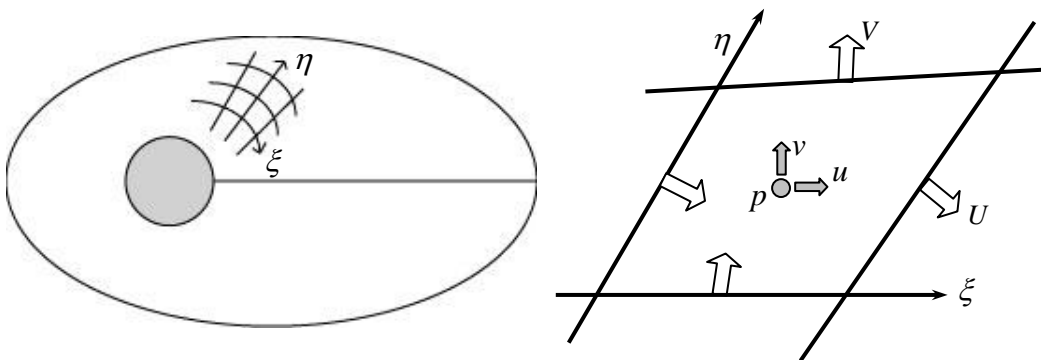


Fig.6-1 一般曲線座標系に於けるコロケート格子

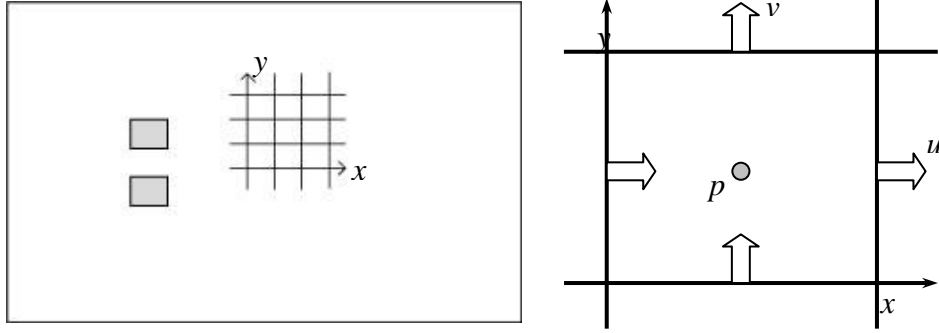


Fig.6-2 直交座標系に於けるスタガード格子

ここでは、一般曲線座標系差分法に基づく解法のみを記述する．支配方程式である式(6.4)と式(6.5)を一般極性座標系で記述すると、以下のような式で表される．

$$\frac{\partial \bar{U}_m}{\partial \xi_m} = 0 \quad (6.26)$$

$$\frac{\partial (J \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{U}_m)}{\partial \xi_m} = - \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left( J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \bar{p} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left( \nu G_{mn} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_n} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left( J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \tau_{ij} \right) \quad (6.27)$$

ここに、 $x_i$ はデカルト座標系( $x_1=x, x_2=y, x_3=z$ )、 $\xi_i$ は一般曲線座標系( $\xi_1=\xi, \xi_2=\eta, \xi_3=\zeta$ )、 $J$ は物理空間から計算空間への変換で定義されるヤコビアン、 $G_{mn}$ は格子歪みテンソル、 $U_m$ は流速ベクトルの反変成分を表す．なお、流速ベクトル  $u_i$ はデカルト座標系の成分として定義される．

$$J = \begin{vmatrix} x_\xi & x_\eta & x_\zeta \\ y_\xi & y_\eta & y_\zeta \\ z_\xi & z_\eta & z_\zeta \end{vmatrix}, \quad (x_\xi = \frac{\partial x}{\partial \xi}) \quad (6.28)$$

$$G_{mn} = J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_j} \quad (6.29)$$

$$U^m = J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} u_j \quad (6.30)$$

計算アルゴリズムとして、本研究では、フラクショナルステップ法を採用する．また、空間差分に2次中心差分(計算空間の端に於いては2次の片側差分)を採用し、時間進行法に於いては、拡散項に2次精度のCrank-Nicolson法を、その他の項に2次精度のAdams-Bashforth法を採用する．以下に、計算手順を示す．表記の簡略化のために、ここで

は SGS 項及び、空間フィルタを表す各物理量の上のバー( $\bar{\phi}$ )は省略する.

#### STEP1

各項の差分を計算し、下記の式(6.31)を構成する. ここでは、 $i$  成分の移流項を $(\text{Conv.})_i$ 、拡散項を $(\text{Diff.})_i$ と表す. また、ここでの上付き添え字の  $n$  は時間ステップを表し、 $n-1$  の値を既知とする.  $u_i^*$  は、フラクショナルステップ法に於ける中間速度を表す.  $\Delta t$  は時間刻み幅を表す. なお、移流項に含まれる速度の反変成分は、梶島ら<sup>7)</sup>による 2 次精度スキームによって計算している.

$$u_i^* = u_i^{n-1} + \frac{\Delta t}{J} \left[ -\frac{1}{2} \{ (\text{Conv.})_i^{n-1} - (\text{Conv.})_i^{n-2} \} + \frac{1}{2} \{ (\text{Diff.})_i^{n-1} + (\text{Diff.})_i^* \} \right] \quad (6.31)$$

#### STEP2

ここで、 $(\text{Diff.})_i^*$  は中間速度  $u_i^*$  によって定義された項であるので、式(6.30)は連立一次方程式となる. 本研究では、この連立一次方程式を双安定化共役勾配法 2(Bi-CGStab2)<sup>8)</sup>によって解く. なお、双安定化共役勾配法 2 については後述する. 次に  $u_i^*$  の反変成分に対する発散をとり、フラクショナルステップ法に基づく圧力方程式に代入し、再び双安定化共役勾配法 2 によって圧力を解く.

$$\frac{\partial}{\partial \xi_m} \left( G^{mn} \frac{\partial p}{\partial \xi_n} \right) = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial U_m^*}{\partial \xi_m} \quad (6.32)$$

#### STEP3

得られた圧力  $p$  によって中間速度  $u_i^*$  を補正し、次の時間ステップの速度直交成分を求める. なおここで圧力に対して必要となる補間スキームは、Inagaki and Abe<sup>9)</sup>による 2 次精度スキームを採用している.

$$u_i^n = u_i^* - \frac{\Delta t}{J} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left( J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} p \right) \right] \quad (6.33)$$

### 6.4 連立方程式ソルバ

本研究では、Crank-Nicolson 法及び圧力方程式の計算で必要となる連立一次方程式のソルバに双安定化共役勾配法 2(Bi-CGStab2)<sup>8)</sup>を採用している. この解法は、双安定化共役勾配法(Bi-CGStab)と GPBi-CG 法を組み合わせた手法であり、それまでの共役勾配法系統の解法

が持っていた，残差の非単調減少性，収束の不安定，解の局所振動といった弱点が大幅に改善されており，精度，計算速度共に向上している．以下にそのアルゴリズムを示す．

連立一次方程式  **$A\mathbf{x}=\mathbf{b}$**  に対して，

- 初期ベクトル  $\mathbf{x}_0$  を与える．
- $\mathbf{r}_0=\mathbf{r}_0^*=\mathbf{b}-A\mathbf{x}_0, \beta_{-1}=0, \mathbf{t}_1=\mathbf{w}_{-1}=\mathbf{z}_{-1}=0$

for  $n=0, 1, \dots$

- $\mathbf{p}_n = \mathbf{r}_n + \beta_{-1}(\mathbf{p}_{n-1} - \mathbf{u}_{n-1})$
- $\alpha_n = \frac{(\mathbf{r}_0^*, \mathbf{r}_n)}{(\mathbf{r}_0^*, A\mathbf{p}_n)}$
- $\mathbf{y}_n = \mathbf{t}_{n-1} - \mathbf{r}_n - \alpha_n \mathbf{w}_{n-1} + \alpha_n A\mathbf{p}_n$
- $\mathbf{t}_n = \mathbf{r}_n - \alpha_n A\mathbf{p}_n$

if  $n \equiv 0 \pmod{2}$  then

- $\begin{cases} \zeta_n = \frac{(A\mathbf{t}_n, \mathbf{t}_n)}{(A\mathbf{t}_n, A\mathbf{t}_n)} \\ \eta_n = 0 \end{cases}$

if  $n \equiv 1 \pmod{2}$  then

- $\begin{cases} \zeta_n = \frac{(\mathbf{y}_n, \mathbf{y}_n)(A\mathbf{t}_n, \mathbf{t}_n) - (\mathbf{y}_n, \mathbf{t}_n)(A\mathbf{t}_n, \mathbf{y}_n)}{(A\mathbf{t}_n, A\mathbf{t}_n)(\mathbf{y}_n, \mathbf{y}_n) - (\mathbf{y}_n, A\mathbf{t}_n)(A\mathbf{t}_n, \mathbf{y}_n)} \\ \eta_n = \frac{(A\mathbf{t}_n, A\mathbf{t}_n)(\mathbf{y}_n, \mathbf{t}_n) - (\mathbf{y}_n, A\mathbf{t}_n)(A\mathbf{t}_n, \mathbf{t}_n)}{(A\mathbf{t}_n, A\mathbf{t}_n)(\mathbf{y}_n, \mathbf{y}_n) - (\mathbf{y}_n, A\mathbf{t}_n)(A\mathbf{t}_n, \mathbf{y}_n)} \end{cases}$

- $\mathbf{u}_n = \zeta_n A\mathbf{p}_n + \eta_n(\mathbf{t}_{n-1} - \mathbf{r}_n + \beta_{n-1}\mathbf{u}_{n-1})$

- $\mathbf{z}_n = \zeta_n \mathbf{r}_n + \eta_n \mathbf{z}_{n-1} - \alpha_n \mathbf{u}_n$

- $\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_n + \alpha_n \mathbf{p}_n + \mathbf{z}_n$

- $\mathbf{r}_{n+1} = \mathbf{t}_n - \eta_n \mathbf{y}_n - \zeta_n A\mathbf{t}_n$

- $\beta_n = \frac{\alpha_n (\mathbf{r}_0^*, \mathbf{r}_{n+1})}{\zeta_n (\mathbf{r}_0^*, \mathbf{r}_n)}$

- $\mathbf{w}_n = A\mathbf{t}_n + \beta_n A\mathbf{p}_n$



この様に，双安定化共役勾配法 2 は，収束計算の偶数回目に Bi-CGStab を，奇数回目に GPBi-CG を用いる手法である．

## 6.5 一般曲線座標系における格子の生成とメトリックの算出

本研究では，単独矩形断面と対称突起付き円柱に対しては一般曲線座標系差分法を適用している．また，本研究で対象としているのは全て 2 次元断面であるので，一般曲線座標系に於いては Fig.6-3 に示すように，O 型格子を用いている．滑らかな格子を生成する手法としては，現在広く利用されている Thompson ら<sup>10)</sup>によって提案された楕円型偏微分方程式を用いる．この手法は，楕円型偏微分方程式である Poisson 方程式のソース項を制御することで格子の交わる角度や密度を制御できるといった特長を持つ．

また，メトリックを計算する際には Thompson ら<sup>10)</sup>従い以下の点に留意している．

- ① 座標値の微分値を近似する差分スキームは，離散化式の差分スキームと等しいものを使用する．
- ② メトリックの計算で補間が必要な場合，メトリックを計算した後で補間を適用するのではなく，座標値を補間した後でメトリックを計算する．

## 6.6 物体の定義と境界条件

本研究では，単独矩形断面と対称突起付き円柱に対しては一般曲線座標系を，並列 2 角柱に関しては直交座標系を適用している．従って，それぞれに於いて計算空間での物体の定義法，及び境界条件が異なる．

Fig.6-3 に，一般曲線座標系の解析に用いた計算空間の模式図を境界条件と共に示す．図に示すように，物体表面では non-slip 条件を，流入境界では一様流入を，流出境界では放射境界をそれぞれ適用している．また，O 型格子を用いているため，物体は計算格子で囲まれた空間に対応する．なお，スパン方向には周期境界条件を適用している．

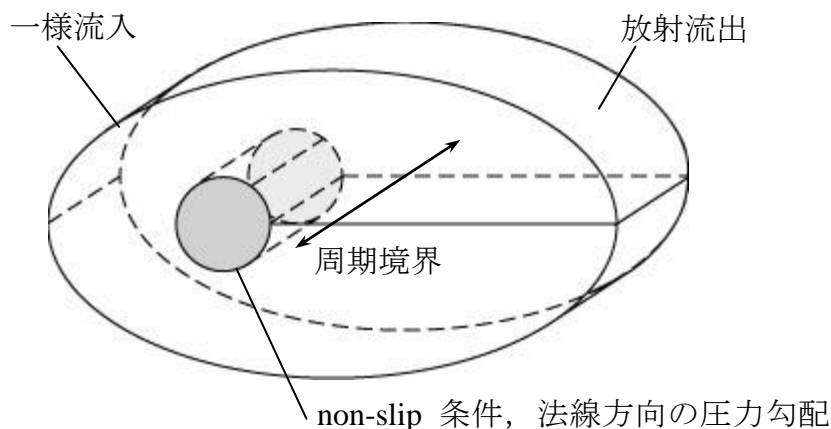


Fig.6-3 一般曲線座標系の境界条件

Fig.6-4 に、直交座標系の解析に用いた計算空間の模式図を境界条件と共に示す．図に示すように、物体表面では **non-slip** 条件を、流入境界では一様流入を、流出境界では放射境界をそれぞれ適用している．また、流れと平行な  $x_2$  方向の境界条件に関しては、**slip** 条件適用している．

直交座標系では、一般曲線座標系と異なり、計算空間中に物体が存在する．従って、本解析では Fig.6-5 に表す様に、セルを流体セルと物体セルに区別をつけることで物体の境界を表現している．

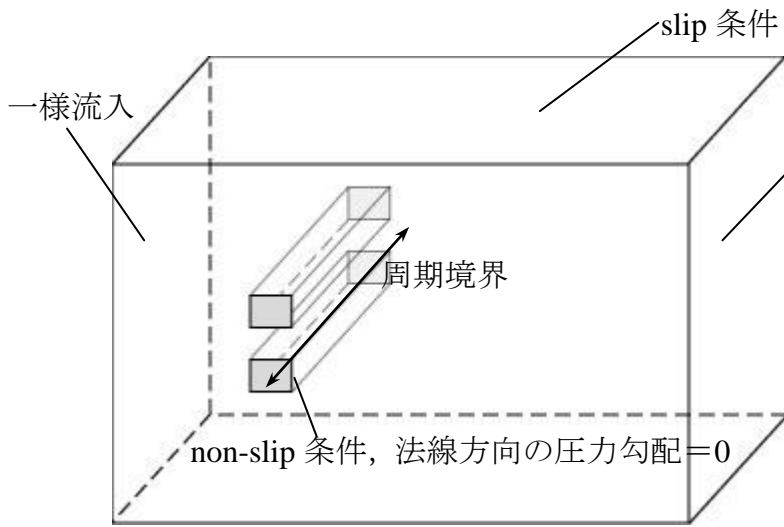


Fig.6-4 直交座標系の境界条件

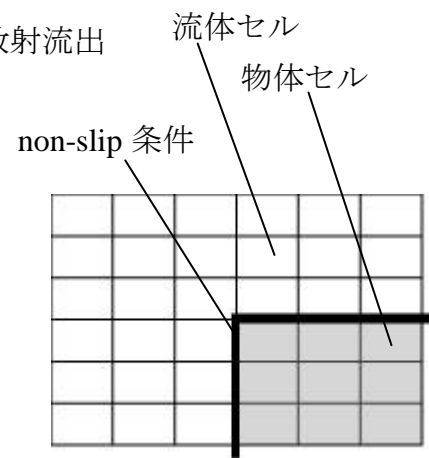


Fig.6-5 物体の定義

## 6.7 テストフィルタに用いる陽的フィルタ

本研究では乱流モデルとして **Dynamic Smagorinsky** モデルを採用しているため、**Dynamic procedure** を用いた計算の際に陽的フィルタ操作が必要となる．陽的なフィルタ操作は、**Gaussian** フィルタを **Taylor** 展開し、以下の式で与えられる．

$$\hat{\phi}_i \cong \phi_i + 6 \frac{\phi_{i-1} - 2\phi_i + \phi_{i+1}}{24} + (\gamma_T^2 - 6) \frac{(\phi_{i-2} - 2\phi_i + \phi_{i+2})}{96} \quad (6.34)$$

ここに、 $\gamma_T = \hat{\Delta} / \Delta \xi$  であり、テストフィルタ幅と計算空間に於ける格子幅の比を表す．ここでは、谷口<sup>11)</sup>によって最適化された  $\gamma_T^2 = 6$  を採用する．また、式(6.17)で現れるテストフィルタ幅とグリッドフィルタ幅の比  $\alpha$  は、**Germano et al.**<sup>6)</sup>に従い  $\alpha = 2$  とする．

## 参考文献

- 1) Smagorinsky, J.: “General calculation experiments with the primitive equations I. The basic experiment”, *Monthly Weather Rev.*, **91**-3, pp.91-165, 1963.
- 2) Schumann, U.: “Subgrid scale model for finite difference simulations of the turbulent flows in plane channels and annuli”, *Journal of Computational Physics*, **18**, pp.376-404, 1975.
- 3) Moin, P. and Kim, J.: “Numerical investigation of turbulent channel flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, **118**, pp.341-377, 1982.
- 4) Germano, M.: “Turbulence: the filtering approach”, *Journal of Fluid Mechanics*, **238**, pp.325-336, 1991.
- 5) Lilly, D.K.: “A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method”, *Fluids Physics*, **A4** (3), pp.633-635, 1992.
- 6) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H.: “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model”, *Fluids Physics*, **A3** (7), pp.1760-1765, 1991.
- 7) 梶島岳夫, 太田貴士, 岡崎和彦, 三宅裕: ”コロケート格子系による非圧縮流体流れの高次差分解析”, 日本機械学会論文集 **63**-614, B, pp.3247-3254, 1997.
- 8) Martin H. Gutknecht: “Variations of BICGSTAB for matrices with complex spectrum”, *SIAM Journal of Computer Science*, **14**, pp.1020-1033, 1993.
- 9) Inagaki, M. and Abe, K.: “An improvement of prediction accuracy of large eddy simulation on collocated grids”, *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. B* **64**, pp.1981, 1998.
- 10) Thompson, J.F., Warsi, Z.U.A. and Mastine, C.W.: “Order of difference expressions in curvilinear coordinate systems”, *Journal of Fluid Engineering*, **107**, pp.18-33, 1994.
- 11) 谷口伸行: ”Dynamic SGS モデルの差分方の定式化”, 生産研究, **47**-2, pp.120-123, 1995.



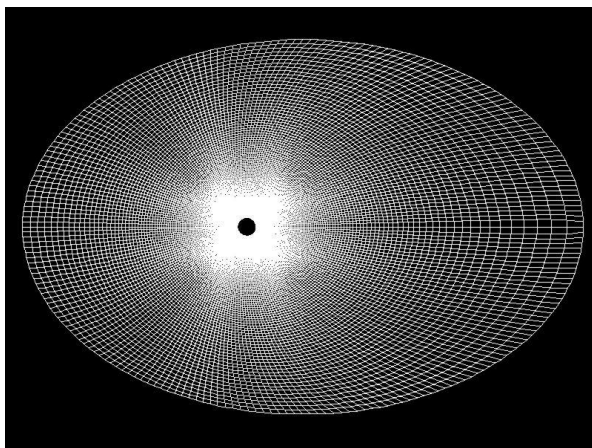
## 第 7 章 Large Eddy Simulation による非対称流れ場の解析

### 7.1 概説

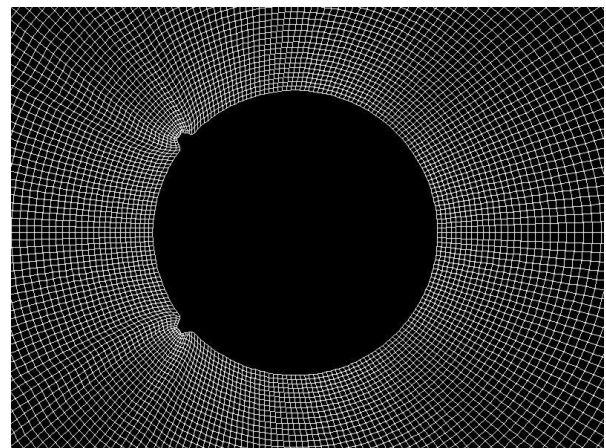
本論ではこれまで種々の断面に於いて，静的空気力特性や非定常空気力特性からその周りの流れ場を推定してきた．本章ではこれらの推定の補遺として，あるいはより詳細な流れ場を議論するために，前章で示した手法による LES によって断面周りの流れ場の再現を試みる．断面形状は，カルマン渦放出が弱いときに生じる非対称流の説明のため，対称突起付き円柱と並列 2 角柱を対象とする．解析条件としては，時間刻み幅  $\Delta t = 0.0002$ ，Reynolds 数は全てのケースに於いて  $Re = 20000$  としている．この Reynolds 数は，本研究における風洞実験スケールで風洞風速 6m/sec に相当する．

### 7.2 対称突起付き円柱周りの流れ場の解析

計算に用いた格子は前章で示した様に，一般曲線座標系に基づくコロケート格子で O 型格子を用いている．格子数は  $\xi \times \eta \times \zeta = 225 \times 113 \times 6 \div 150000$  であり，計算空間は円柱の直径を  $D$  とすれば  $30D \times 20D \times 0.5D$  の楕円柱である．Fig.7-1 に例として突起位置  $\theta = 40^\circ$  の格子を示す．なお，Fig.7-2 に示すように，実験に用いた突起形状は  $0.064D \times 0.032D$  の長方形であるのに対して，解析に用いた突起形状は頭部を  $0.032D$  に絞った等脚台形とした．これは，実験と同様な長方形突起を用いた場合に，突起近辺での滑らかな格子生成が困難であった為である．また解析ケースは， $\theta = 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$  及び突起無し円柱である．



a) 全体図



b) 拡大図

Fig. 7-1 対称突起付き円柱の解析格子 ( $\theta = 40^\circ$ )

まず実験と解析における突起形状の差異について述べる．突起位置及び突起の形状は，剥離の位置という重要な要素に影響を与えていると考えられる．さらに，実験結果が示すように，この対称突起付き円柱の空気力特性は突起位置 $\theta$ に対して極めて敏感であり，僅かな突起位置の違いによって空気力特性が大きく異なっている．従って，本解析に於いても実験と同様の突起形状を用いることが理想的であるが，先に触れたように，実験と同じ

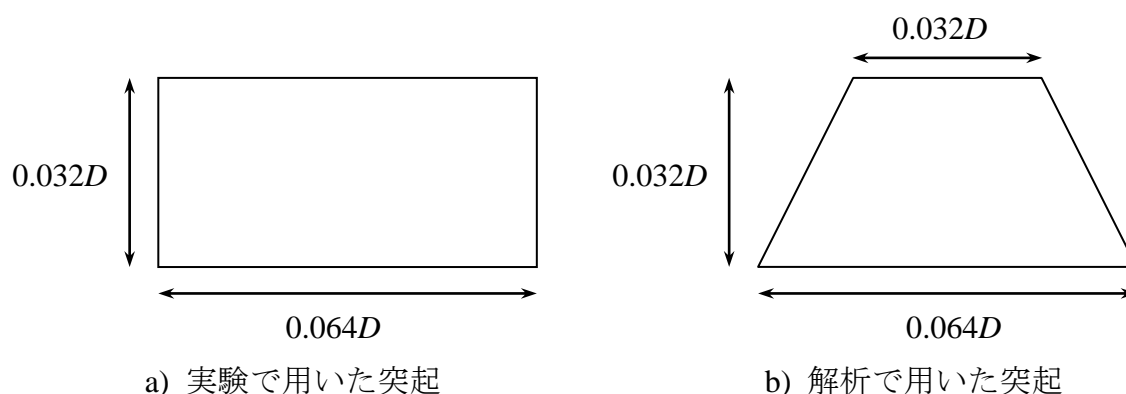
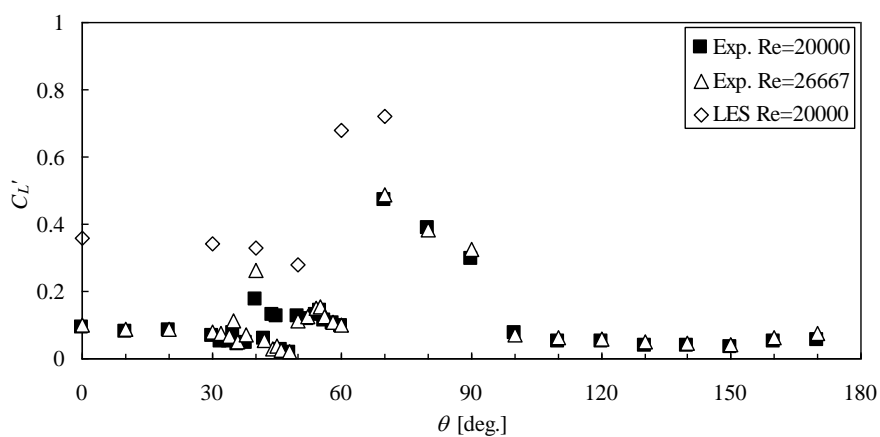
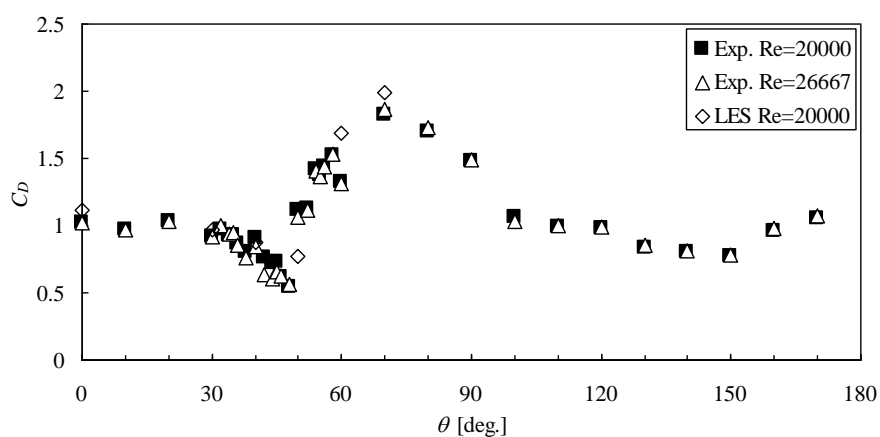
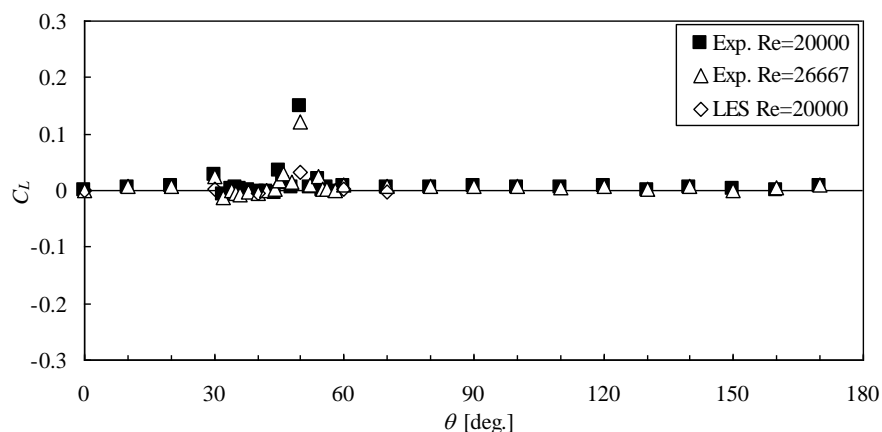


Fig.7-2 実験と解析の突起形状の差異

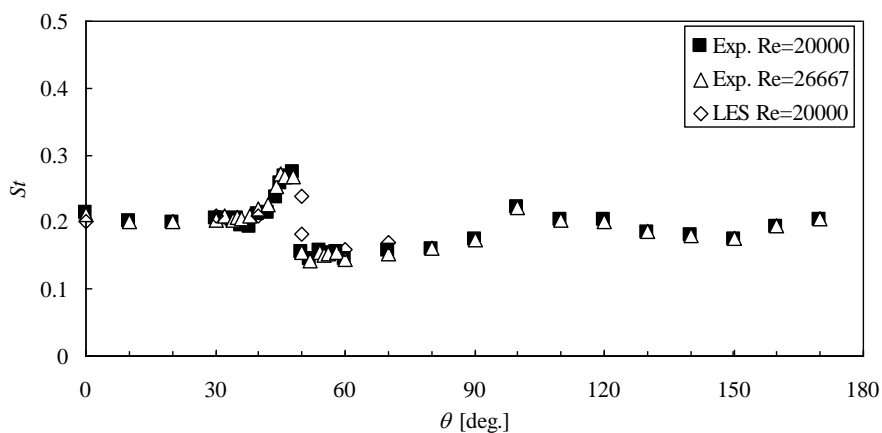


形状の突起に沿った滑らかな格子を生成することが困難であったこと、また実験で用いた突起形状に本質的な根拠がないことから、本解析ではこの様な突起形状に決定した。

次に、解析によって得られた静的空気力特性を実験値と共に Fig.7-3 に示す。抗力に関しては、実験値よりもやや大きな値を示しているものの、全体的に比較的良い一致を示している。しかしながら、変動揚力係数は実験値に対して非常に大きな値を示している。これは、スパン方向の計算空間が狭く、粗いため、生成された渦が消滅しにくい状態にあるためであると考えられる。次に揚力係数を見ると、実験で有意な定常揚力を示した  $\theta = 50^\circ$  でやや揚力が発生しているが、全ての解析ケースにわたって有意な定常揚力は発生していない。Strouhal 数に関しては、 $\theta = 50^\circ$  に於いては実験値に対してずれが見られるものの、他の突起位置に関しては概ね良い一致を示しているということが出来る。Fig.7-4 に、突起位置  $\theta = 50^\circ$  に於ける無次元揚力のパワースペクトルを示す。横軸は接近風速  $U$  と物体の代表長さ  $D$  から既定される代表時間スケールで無次元化した無次元周波数であり、このパワースペクトルが卓越する無次元周波数が Strouhal 数に対応する。Fig.7-4 に示すように、本解析に於いては 2 つの卓越無次元周波数が見られる。



(c) 揚力係数



(d) Strouhal 数

Fig7-3. 突起付き円柱の静的空気力特性(解析値：◇)

以上のことから、本解析の流れの実現象に対する再現性は、定性的に次の2点にまとめられる。①抗力係数と Strouhal 数が比較的良い一致を示していることから渦放出のパターン並びに後流よどみ点の位置は比較的再現できていると考えられる。②変動揚力係数が大きいことから、解析に於いては実現象と比較して生成された渦の減衰が小さく消滅にくい。また、先に触れた突起形状に関しての実験と解析の差異については、特に $\theta=50^\circ$ と $60^\circ$ に於いて影響が出ていると考えられる。静的空気力測定実験結果から、 $\theta=50^\circ$ と $60^\circ$ は突起位置による流れのパターンの変化に於いて、その変化の閾値に近く複雑な流れ場であることが推察される。実験によって得られた対称突起付き円柱の静的空気力特性はいくつかの流れ場のパターンに分類できると考えられるが、実験結果から $\theta=50^\circ$ と $\theta=60^\circ$ は共に $\theta=52^\circ\sim 58^\circ$ に近いパターンに属すると考えられた。しかしながら本解析に於いては、Fig.7-4でも示された様に、 $\theta=40^\circ\sim 48^\circ$ に近いパターンと $\theta=52^\circ\sim 58^\circ$ に近いパターンが共存したような流れ場の計算結果が得られている。また、 $\theta=60^\circ$ に関しては変動揚力係数の結果から、実験結果と異なり $\theta=70^\circ$ に近い流れ場が形成されていると考えられる。

以上の様に、解析結果から計算される静的空気力特性は、実験結果との間に差異が見られる。従って以下では、この様な点に留意して得られた流れ場の考察を行う。

Fig.7-5 に、模式的な揚力の時系列波形を表す。以下に示す瞬間速度ベクトル図の(A) (B) (C) (D)は、この模式図に示す揚力波形の各位相(A)揚力が負から正に転ずる瞬間、(B)揚力が最大となる瞬間、(C)揚力が正から負に転ずる瞬間、(D)揚力が最小となる瞬間にそれぞれ対応している。

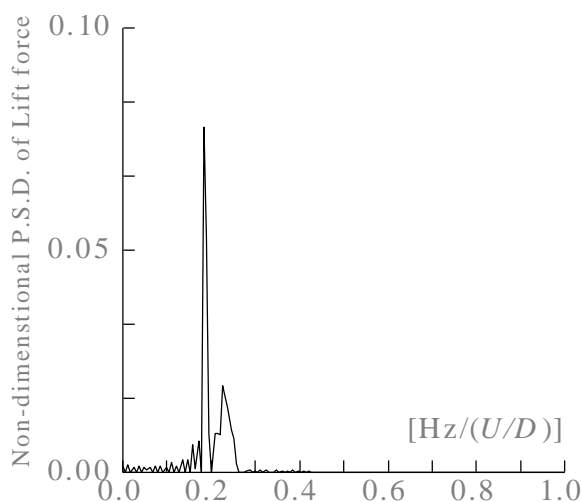


Fig.7-4  $\theta=50^\circ$ に於ける無次元揚力の  
パワースペクトル

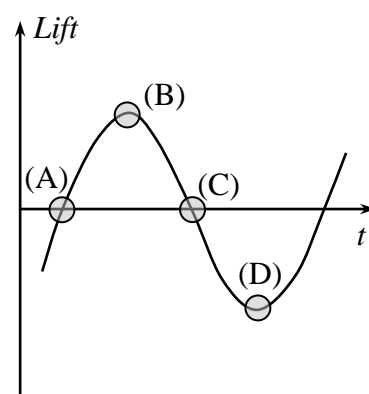


Fig.7-5 模式的な揚力時系列波形



(a)  $\theta=30^\circ$

Fig.7-6 に時間平均流速ベクトルを，Fig.7-7 に瞬間の速度ベクトルを示す．時間平均流速ベクトルが示すように，時間平均流れは突起から剥離した流れが円柱表面に再付着し，円柱頂部付近で再び剥離している．この剥離バブルは非常に小さく，また再付着位置が断面に対して比較的上流側であるため，剥離バブルが静的空気力特性に与える影響は小さいと考えられる．次に各瞬間での速度ベクトルを検討する．断面上部から剥離した剥離剪断層は，剥離してすぐに渦を卷いた後，揚力が最大の時に最も巻き込んで断面背面に接近している．その後，先に放出された下面側の渦に取り込まれ下流に流れ去っている．また，いずれの瞬間に於いても突起から剥離した流れは円柱表面に再付着した後で再剥離し，上面からの渦放出が顕著である揚力最大時に於いての下面側の流れは，上面からの剥離剪断層に引きずられて円柱表面に対して大きな角度で剥がれている．

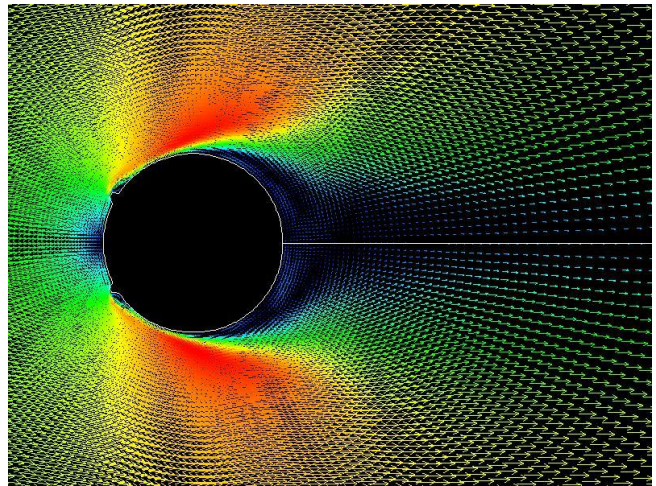


Fig-7-6  $\theta=30^\circ$ ，時間平均流速ベクトル

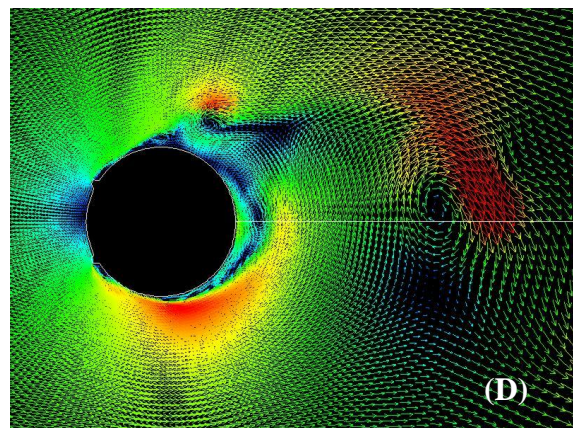
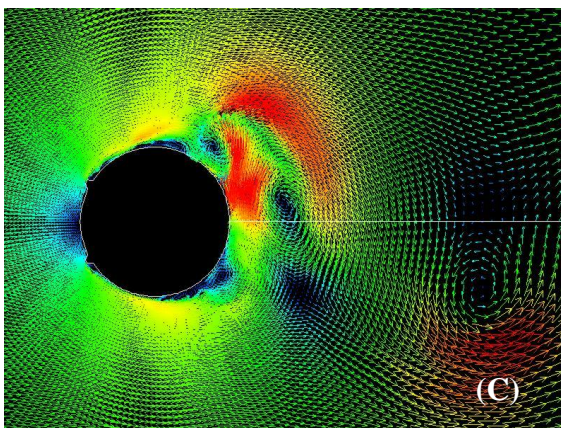
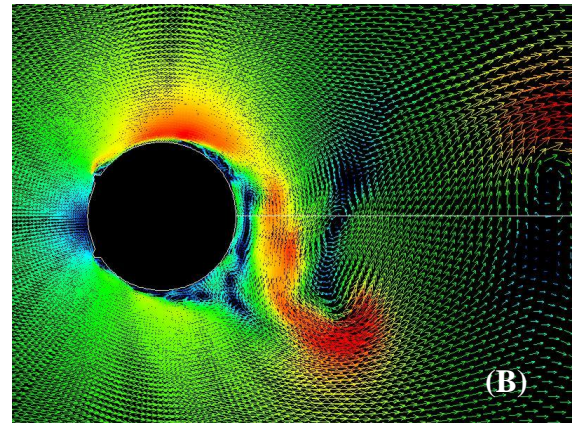
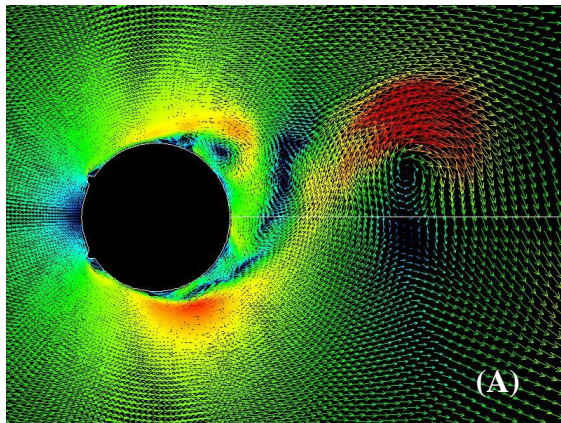


Fig.7-7  $\theta=30^\circ$ ，瞬間速度ベクトル



(b)  $\theta=40^\circ$

Fig.7-8 に時間平均流速ベクトルを，Fig.7-9 に瞬間の速度ベクトルを示す．時間平均流れに於いては  $\theta=30^\circ$  と同様に，突起から剥離した流れが円柱表面に再付着し，大きな剥離バブルを形成することなく円柱頂部を超えた辺りで再び剥離している．次に各瞬間での速度ベクトルを検討する． $\theta=30^\circ$  に於ける流れ場との最も大きな差異は，再付着の状態にある．Fig.7-9 に於いては，揚力最大時(B)の，上面からの剥離剪断層が断面に最も接近している時に下面側の剥離剪断層は円柱表面に再付着しているのに対して，揚力最小時(D)の，下面側の剥離剪断層が最も断面に接近している時には上面からの剥離剪断層は断面の上面から離れて再付着していない．これは，揚力の絶対値が最大の時の，片側の剥離剪断層が断面側面に最も接近する時に，逆側の突起からの剥離剪断層の円柱表面への再付着が間欠的に生じていることを示している．また，剥離剪断層が断面背面に最も近づく時であっても，その距離は  $\theta=30^\circ$  と比べてやや大きい．

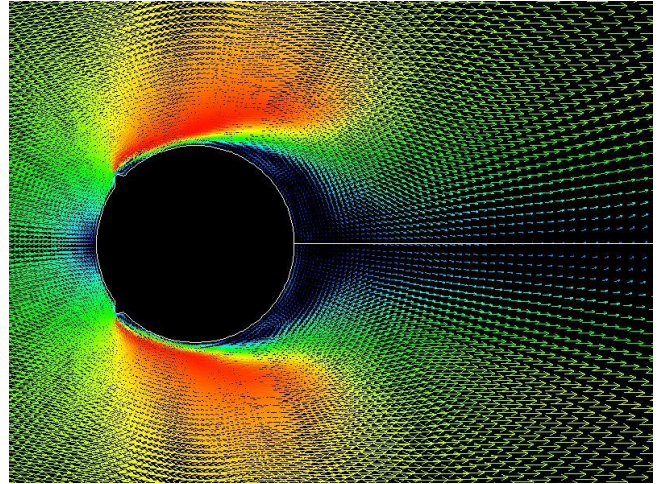


Fig-7-8  $\theta=40^\circ$ ，時間平均流速ベクトル

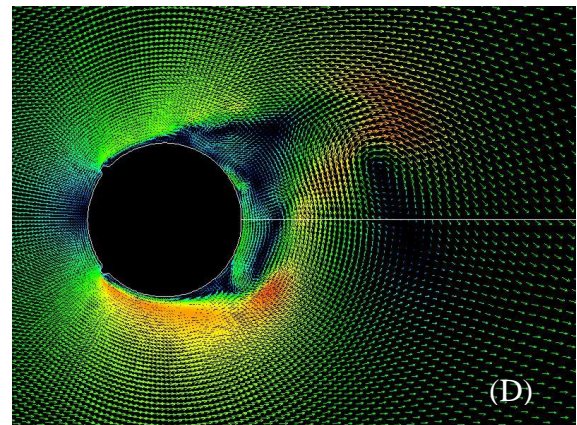
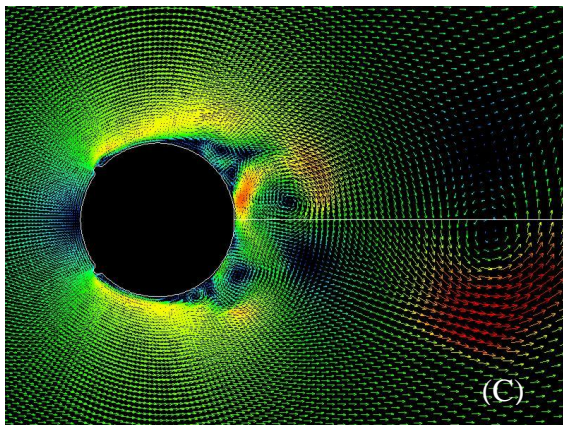
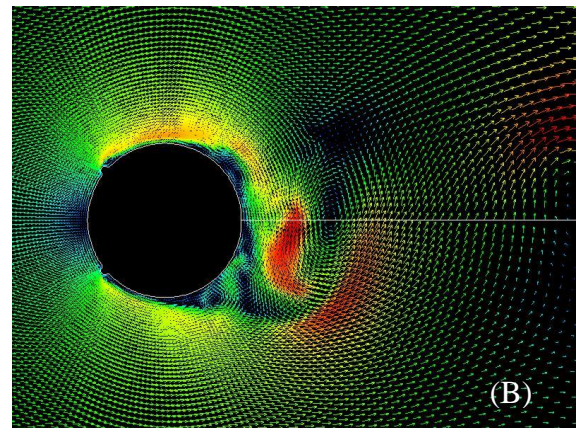
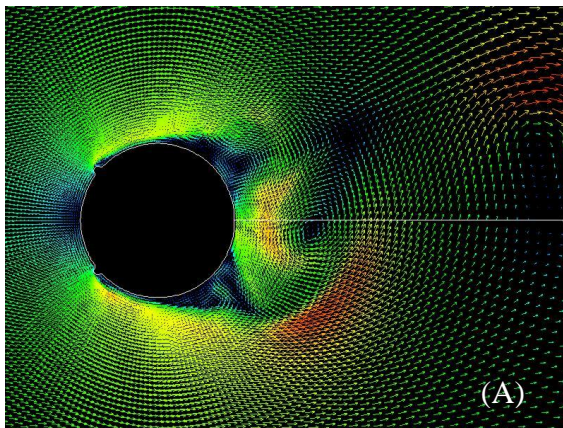


Fig.7-9  $\theta=40^\circ$ ，瞬間ベクトル



(c)  $\theta=50^\circ$

Fig.7-10 に時間平均流速ベクトルを，Fig.7-11 に瞬間の速度ベクトルを示す．時間平均流れ場に於いては $\theta=30^\circ$ や $\theta=40^\circ$ と異なり，突起から剥離した剥離剪断層は円柱表面に再付着することなく後流へ至っている．また，再付着はしていないものの剥離剪断層は円柱表面に極めて接近しているため，突起と円柱の頂部で囲まれた狭い領域に，内部循環流のような領域が形成されている．次に各瞬間での速度ベクトルを検討する．剥離剪断層の巻き込みは， $\theta=30^\circ$ や $\theta=40^\circ$ の解析結果よりも明らかに小さく，抗力係数も小さくなっていることと対応している．また，揚力最大時に於ける下面側の剥離剪断層は，円柱表面に間欠的に再付着している．これは，(A)や(C)に於いて見られる剥離バブルが，剥離剪断層が離れることによって放出されて渦を巻くことに起因していると考えられる．

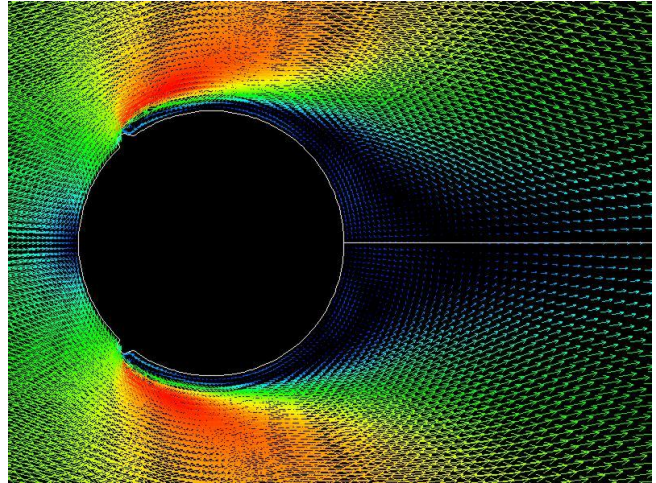


Fig-7-10  $\theta=50^\circ$ ，時間平均流速ベクトル

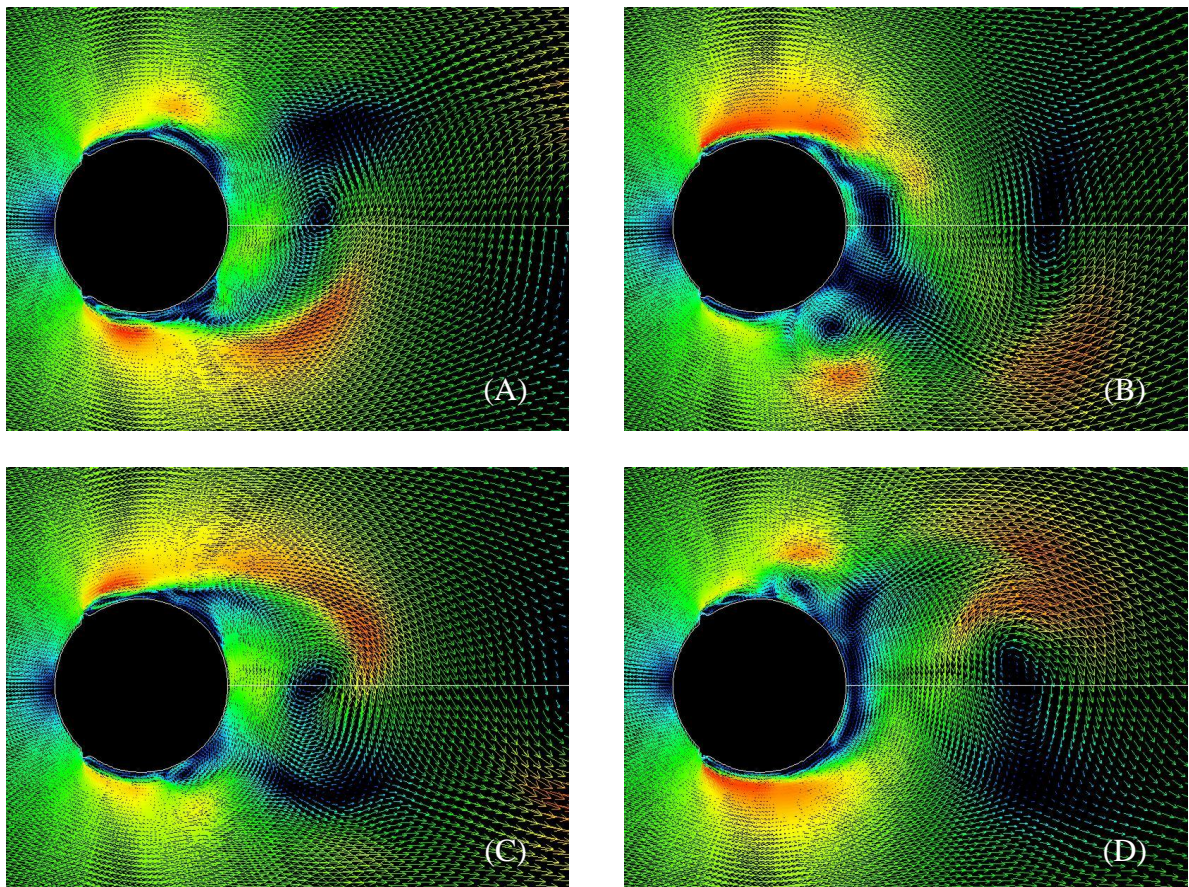


Fig.7-11  $\theta=50^\circ$ ，瞬間ベクトル



(d)  $\theta = 60^\circ$

Fig.7-12 に時間平均流速ベクトルを，Fig.7-13 に瞬間の速度ベクトルを示す．時間平均流れに於いては， $\theta = 50^\circ$ と同様に突起から剥離して円柱表面に再付着することなく後流へ至っているが，円柱頂部での剥離剪断層は $\theta = 50^\circ$ と比較して，それ程円柱表面に近づいていない．次に各瞬間での速度ベクトルを検討する．突起からの剥離剪断層の巻き込みは， $\theta = 50^\circ$ のそれよりも断面背面に接近している．また，揚力最大時に於ける下面側の剥離剪断層は， $\theta = 50^\circ$ の時と比べて，小スケールの渦を伴って円柱表面に対して大きな角度で剥離している．さらに，剥離剪断層の振動の触れ幅は $\theta = 50^\circ$ の場合と比較して大きくなっている．これは，解析によって得られた変動揚力係数が， $\theta = 50^\circ$ の解析値と比べて大きくなっていることに対応している．

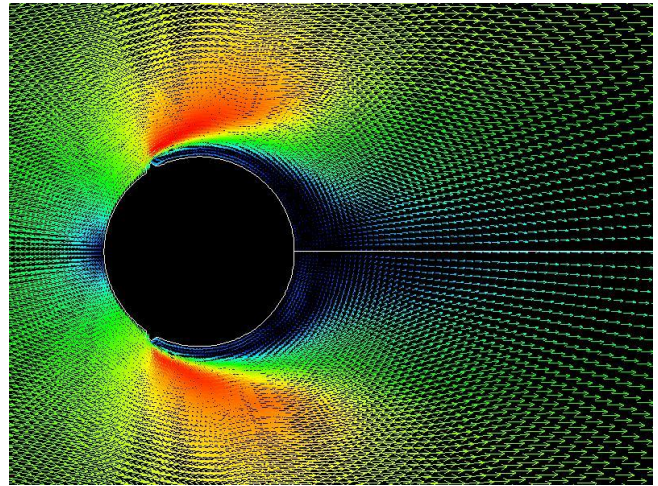


Fig-7-12  $\theta = 60^\circ$ ，時間平均流速ベクトル

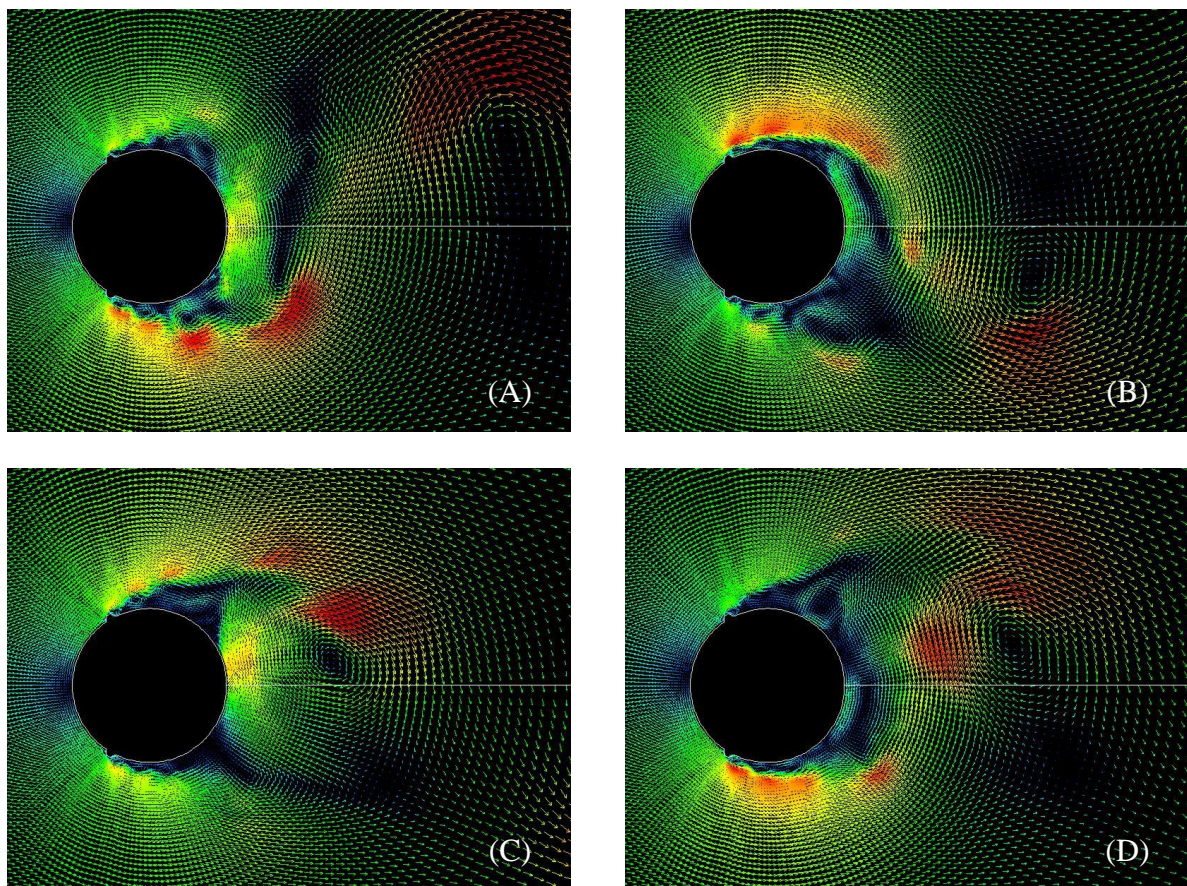


Fig.7-13  $\theta = 60^\circ$ ，瞬間ベクトル



(e)  $\theta=70^\circ$

Fig.7-14 に時間平均流速ベクトルを，Fig.7-15 に瞬間の速度ベクトルを示す．時間平均流れに於いては， $\theta=50^\circ$ や $\theta=60^\circ$ と同様に突起から剥離して円柱表面に再付着することなく後流へ至っている．さらに，突起からの剥離剪断層は円柱表面に対して十分に開いており，内部循環流のような構造はとっていない．次に各瞬間での速度ベクトルを検討する．揚力最大時に断面上面突起から剥離する剥離剪断層は，それより前に下面から剥離した剥離剪断層の巻き込みによって断面側面から大きく引き離されている．また，この剥離剪断層の巻き込みは非常に大きく，揚力最大時の下面側の剥離剪断層も大きく引き離されている．この結果カルマン渦放出による剥離剪断層の振動は非常に大きなものとなる．

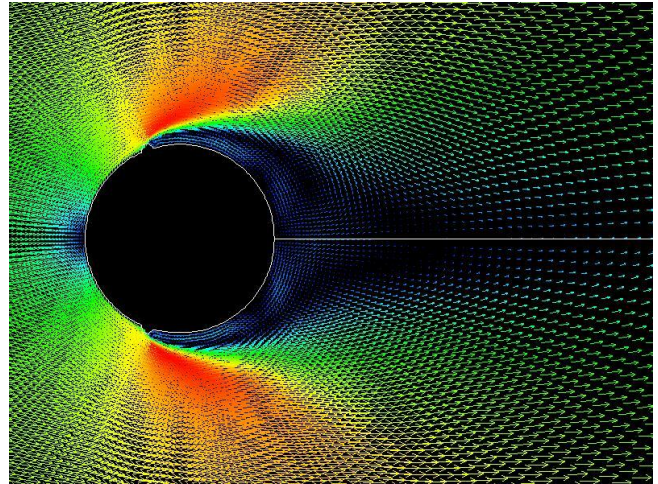


Fig-7-14  $\theta=70^\circ$ ，時間平均流速ベクトル

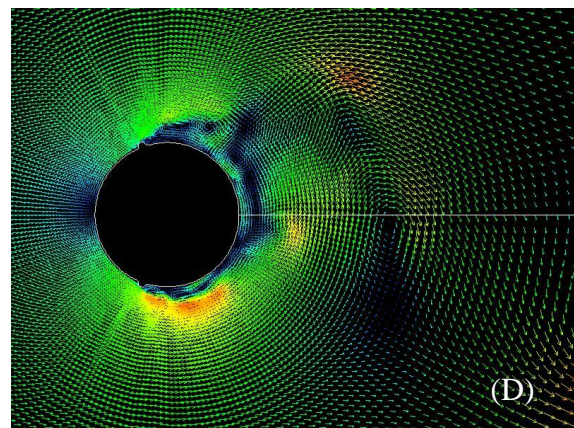
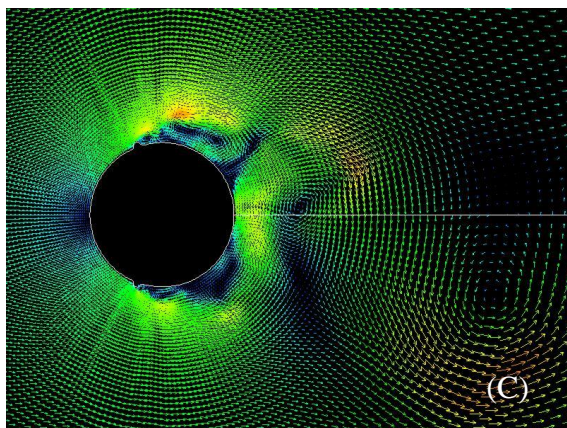
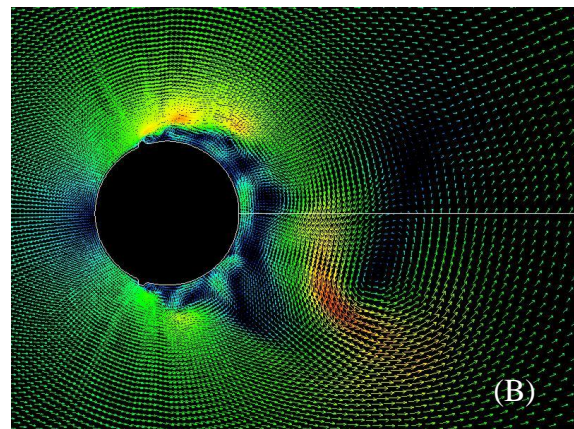
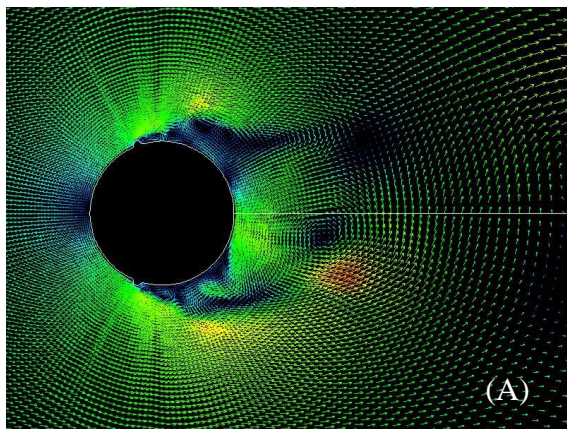


Fig.7-15  $\theta=70^\circ$ ，瞬間ベクトル

### 7.3 対称突起付き円柱周りの流れ場解析のまとめ

対称突起付き円柱周り流れ場の，LES による再現を試み，実験に対して定性的に一致する結果を得た．但し，本解析に於いては主にスパン方向の計算空間の狭さと格子の粗さ，そして突起形状の違いによって実験結果と解析結果に差異が見られた．また，本解析によって前章で推定した流れ場の模式図が，定性的には正しいものであったと考えられる．

実験で計測された $\theta = 50^\circ$ における定常揚力は本解析に於いては再現されなかったが，円柱頂部には剥離バブルが規則的でなく間欠的に形成されていることから，気流の状態によってはこの剥離バブルの生成が時間平均的に偏り，定常揚力が計測されると考えられる．また，時間平均流れに於いては円柱の頂部に内部循環流が形成されていることから，この断面に僅かな正迎角の流れを与えた場合には，ギャロッピングの発生の要因となる下面側の内部循環流が形成されることが推測される．

### 7.4 並列2角柱周りの流れ場解析

計算に用いた格子は前章で示した様に，直交座標系に基づくスタガード格子である．このため，物体は境界条件として定義している．格子数は $x \times y \times z = 171 \times 161 \times 11 \div 300000$ であり，計算空間は角柱2つを合わせた見付幅を $D$ とすれば $22D \times 22D \times 1D$ の直方体である．Fig.7-16に例として $S/H=1.0$ の格子を示す．この並列2角柱周りの流れ場の解析に於いては，突起付き円柱に於いてあった様な実験系と解析系の違いは無い．本研究では $S/H=0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ の4ケースの解析を行った．

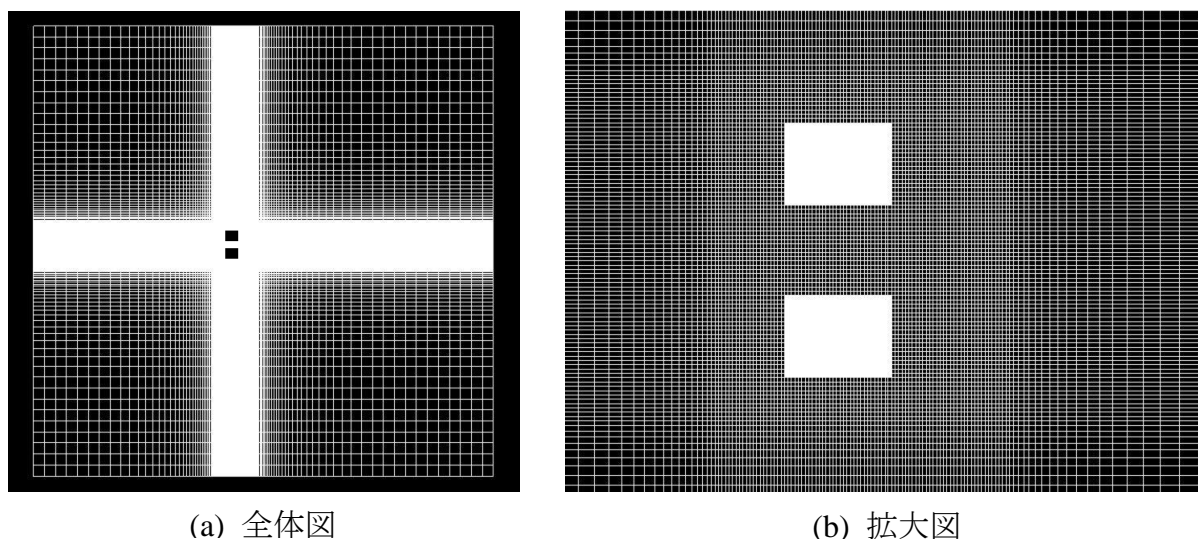


Fig.7-16 並列2角柱の解析格子 ( $S/H=1.0$ )

まず、Fig.7-17 に本解析で得られた静的空気力特性を実験値と共に示す．全体的には良い一致を示しているということが出来る．対称突起付き円柱と比較して実験値との整合性が取れているのは、スパン方向の解像度がやや高いことと、基本的な形状が矩形であるため、剥離点が固定されており、実験と解析で剥離点の位置が明確に一致しているためであると考えられる．次に、各間隔比に於ける解析された流れ場を検討する．

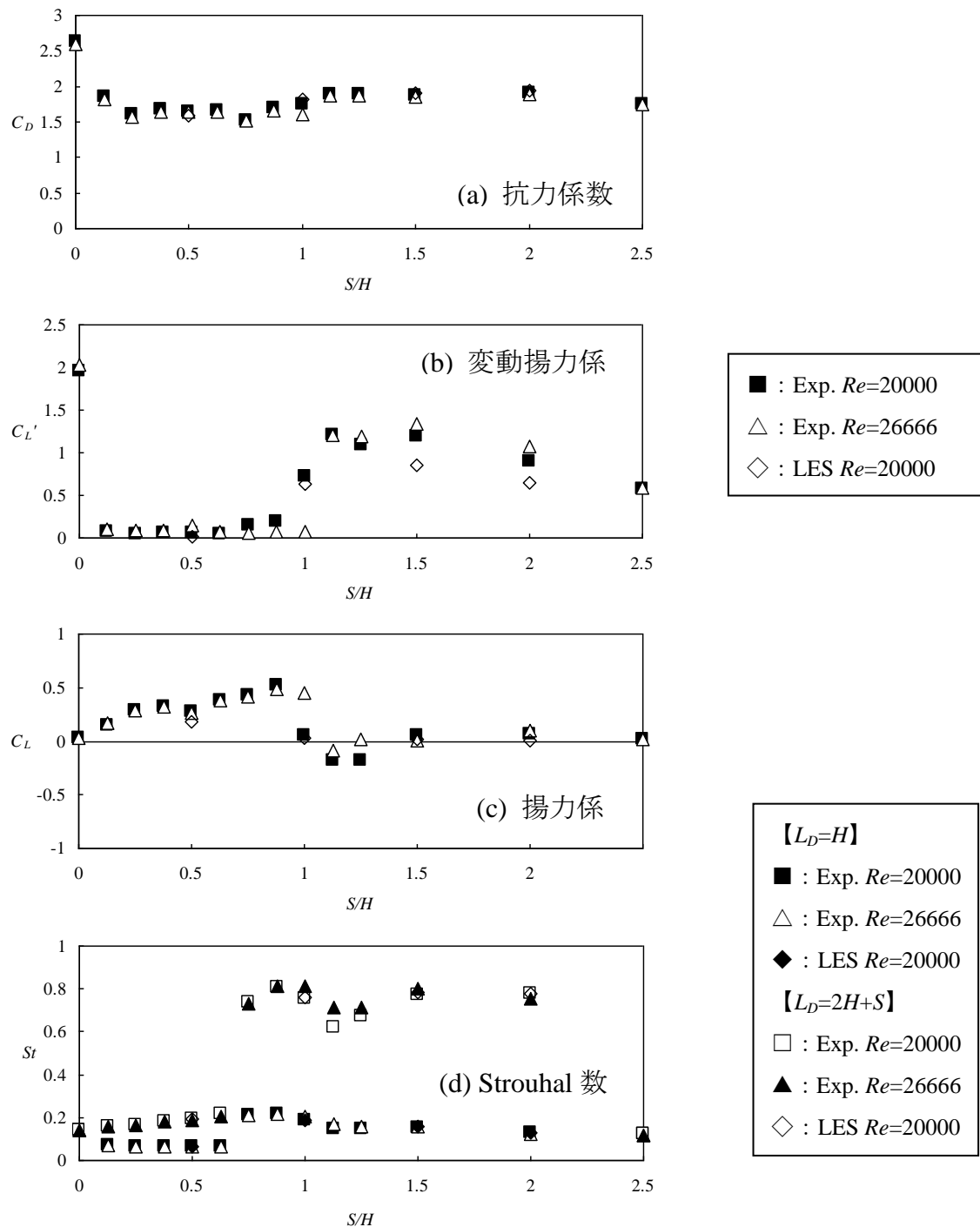
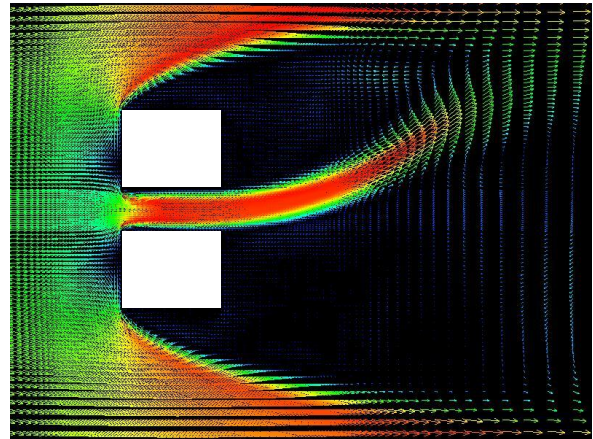
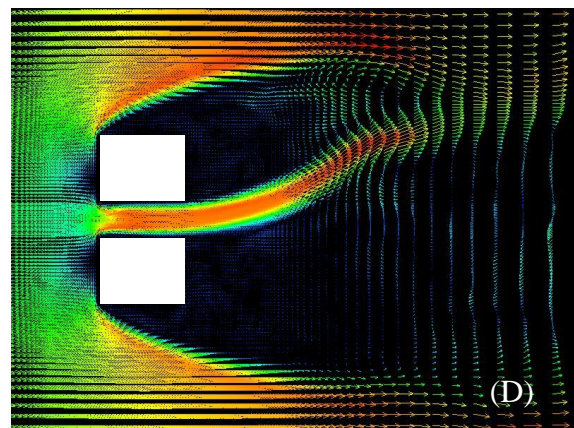
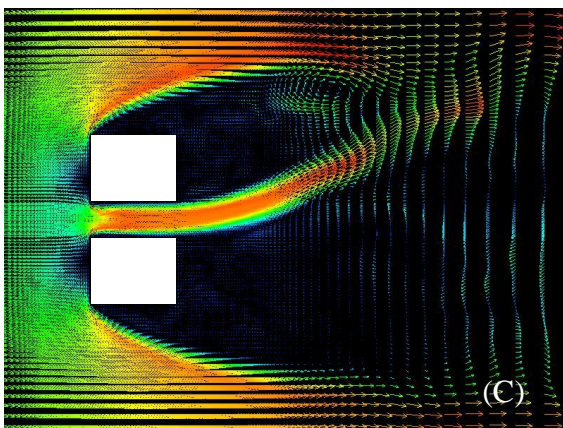
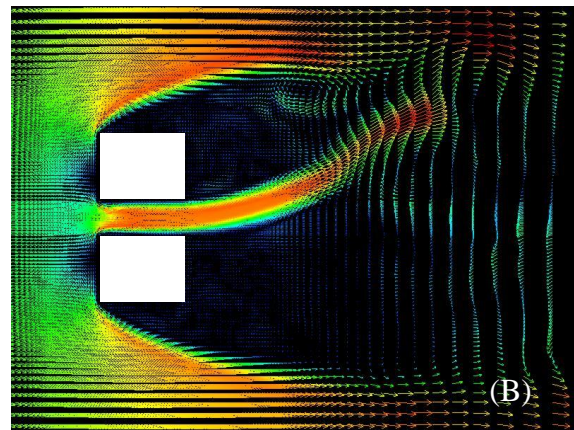
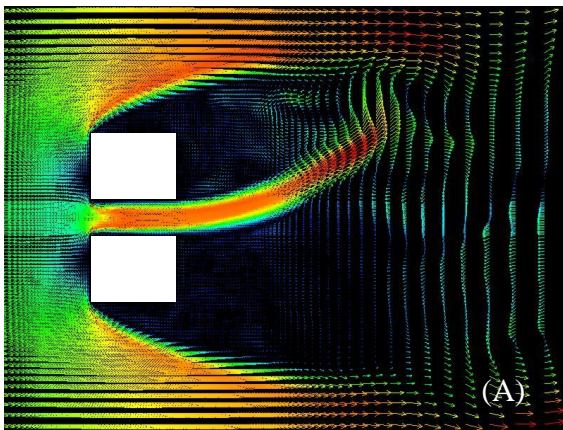


Fig.7-17 並列 2 角柱の静的空気力特性(◆◇：解析値)



(a)  $S/H=0.5$ 

Fig.7-18 に時間平均流速ベクトルを，Fig.7-19 に瞬間の速度ベクトルを示す．時間平均流速ベクトルに示す様に，明らかな流れの偏りが見られる．この角柱間の流れが対称な位置から変位するメカニズムは，角柱間の流れに存在する逆符号の 2 つの剥離剪断層不安定性であることが推察される．さらに，片側に変位した角柱間の流れは，外側の剥離剪断層と干渉して安定していると考えられる．ここで示した流れは上向きの揚力が発生している時であるが，初期条件を僅かに変えることによって角柱間の流れが逆側に変位する流れも解析されている．次に瞬間ベクトルを見ると，角柱間の流れは加速されるため，外側の剥離剪断層と角柱間の剥離剪断層が干渉する位置は断面背面に対して十分遠く，外側の剥離剪断層も殆ど変位していない．このため剥離剪断層の抗力や変動揚力への影響は殆ど無いことが考えられる．

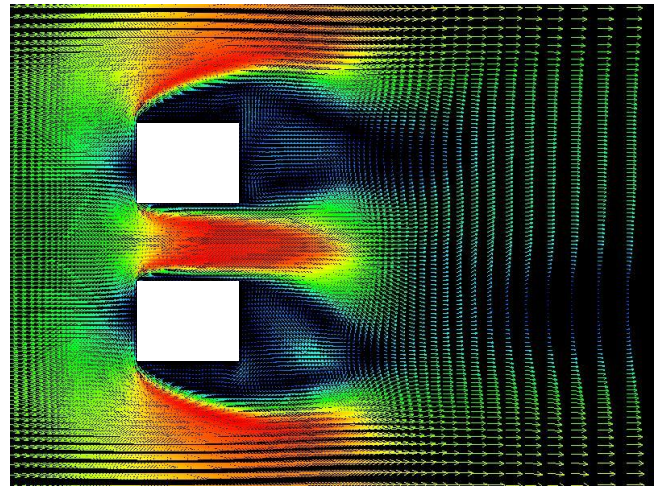
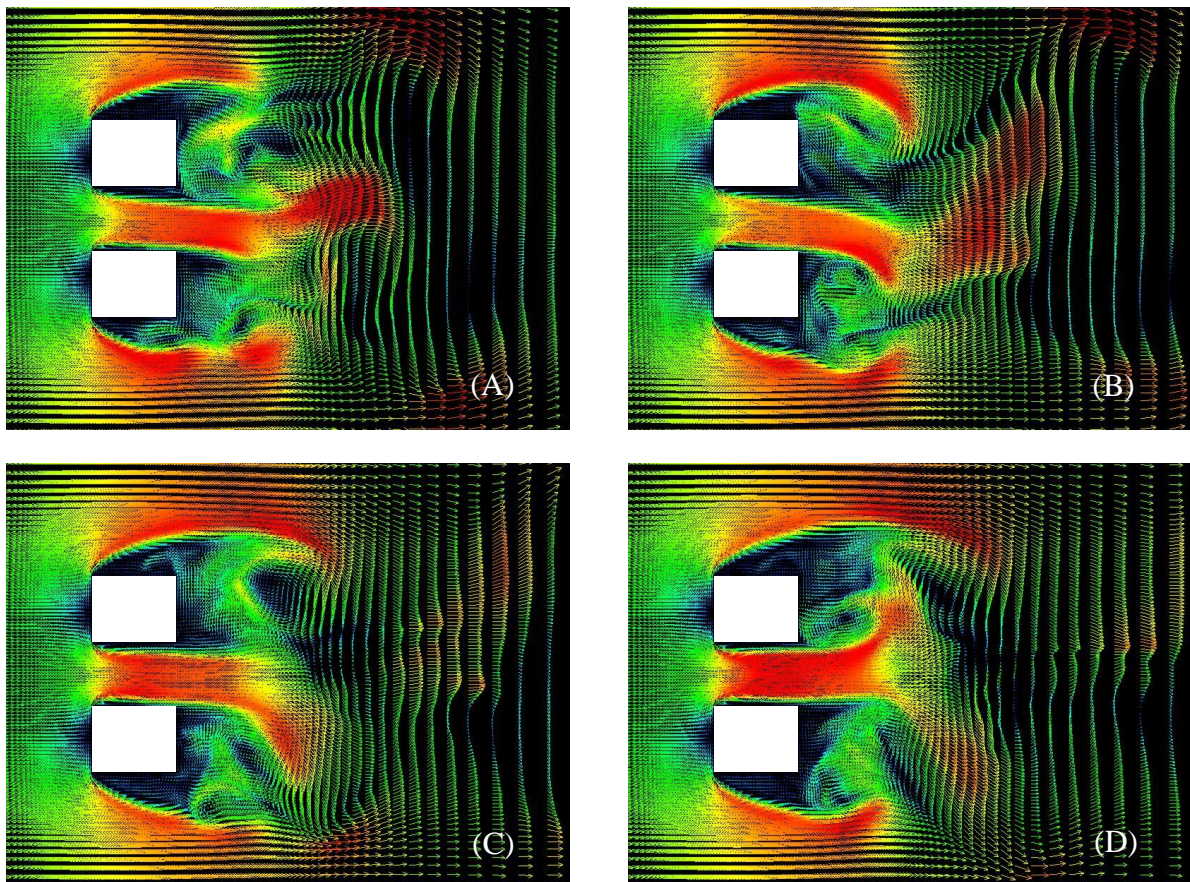
Fig.7-18  $S/H=0.5$ ，時間平均速度ベクトルFig.7-19  $S/H=0.5$ ，瞬間速度ベクトル



(b)  $S/H=1.0$ 

Fig.7-20 に時間平均流速ベクトルを，Fig.7-21 に瞬間の速度ベクトルを示す．図に示すように， $S/H=0.5$  で見られた明確な非対称流れが見られなくなっている．さらに 2 角柱外側の剥離剪断層の曲率は， $S/H=0.5$  のそれよりも大きくなっている．これは，角柱間が広くなり流れが  $S/H=0.5$  程増速されていないためであると考えられる．次に一周分の瞬間速度ベクトルを見ると 2 つの角柱それぞれの周りで剥離剪断層の干渉が見られる．これにより，剥離剪断層が断面背面近くで巻き込むことによって抗力が増大していることが確認される．

また，角柱間の流れは外側の剥離剪断層の変動に伴い，一体となって変位しており，2 つの角柱周りの流れが明確に分離されていない．さらに，生じている揚力の向きと角柱間流れの向きの関係が， $S/H=0.5$  の時と逆になっている．外側の剥離剪断層の形状との対応を考えると， $S/H=1.0$  の結果が単体の角柱に近いので，この結果から  $S/H=0.5$  においては角柱間流れが角柱の内側側面に再付着しているが  $S/H=1.0$  においては再付着していないということが考えられる．

Fig.7-20  $S/H=1.0$ ，時間平均速度ベクトルFig.7-21  $S/H=1.0$ ，瞬間速度ベクトル



(c)  $S/H=1.5$

Fig.7-22 に時間平均流速ベクトルを, Fig.7-23 に瞬間の速度ベクトルを示す. 図に示すように, 2 角柱外側の剥離剪断層の曲率が  $S/H=1.0$  のそれよりもさらに大きくなっている. また, 角柱間流れが加速されている流れ方向の距離も, 角柱間距離が大きくなるに従って減少している. 次に一周期分の瞬間速度ベクトルを見ると,  $S/H=1.0$  と同様に 2 つの角柱それぞれの周りで剥離剪断層の干渉が見られる. しかしながら, 角柱間流れは揚力変動一周期の中で殆ど変化せず, その端の部分のみが外側の剥離剪断層と干渉し, 取り込まれていることが分かる. また, 角柱間流れが角柱の内側に剥離する時の曲率も, 単体周りのそれに近づいている.

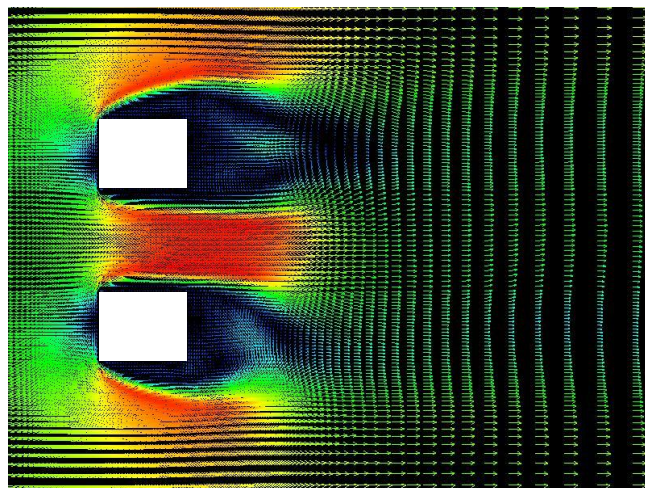


Fig.7-22  $S/H=1.5$ , 時間平均速度ベクトル

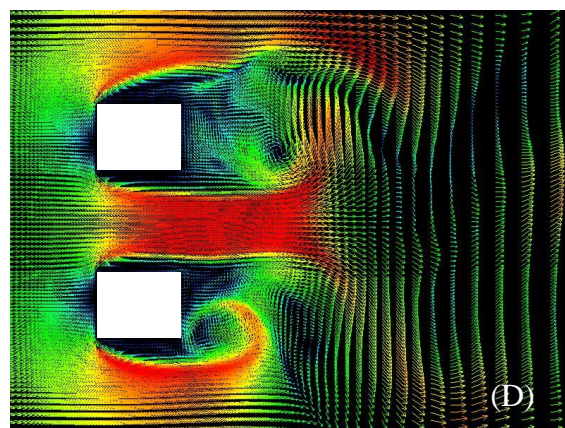
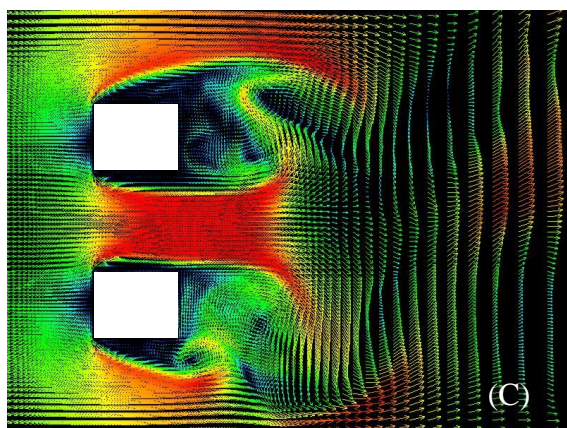
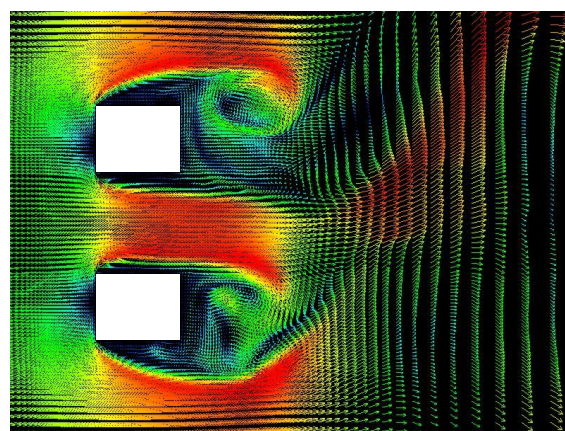
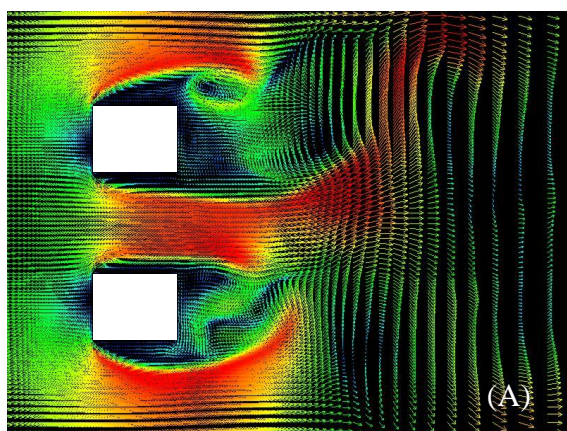


Fig.7-23  $S/H=1.5$ , 瞬間速度ベクトル



(d)  $S/H=2.0$

Fig.7-24 に時間平均流速ベクトルを，Fig.7-25 に瞬間の速度ベクトルを示す．基本的な特性は， $S/H=1.5$  と変わっていない．角柱間流れが増速されている流れ方向の距離も同様である．次に一周期分の瞬間速度ベクトルを見ると，角柱間流れが上下それぞれの角柱に対して剥離し，カルマン渦を形成する剥離剪断層はほぼ独立しており，互いの影響は小さいものであると考えられる．また，角柱間流れが角柱の内側に剥離する時の曲率も，さらに単体周りのそれに近づいており，静的空気力特性が単体角柱のそれに殆ど一致していることと対応していると考えられる．

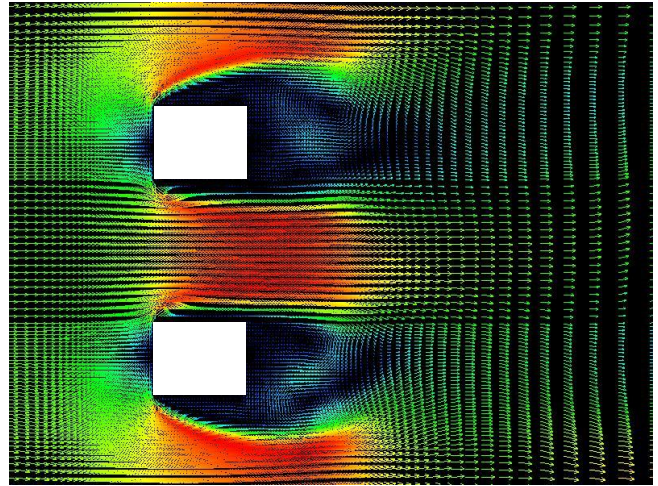


Fig.7-24  $S/H=2.0$ ，時間平均速度ベクトル

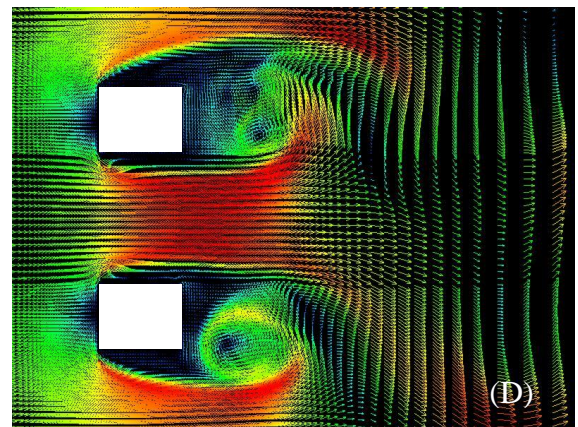
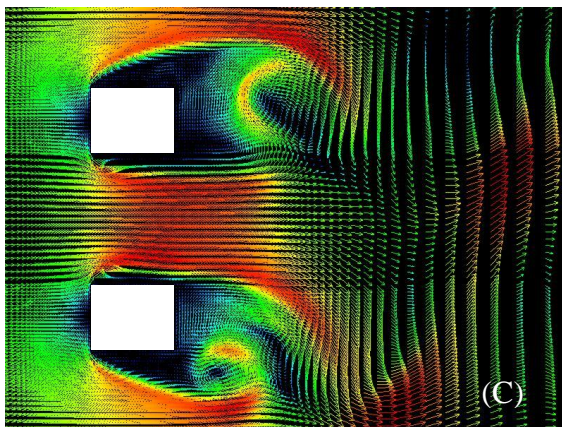
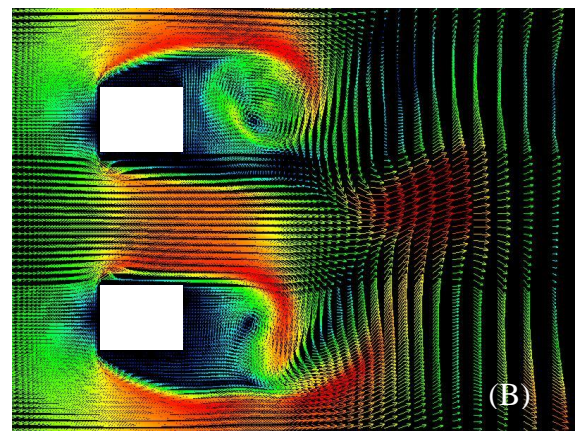
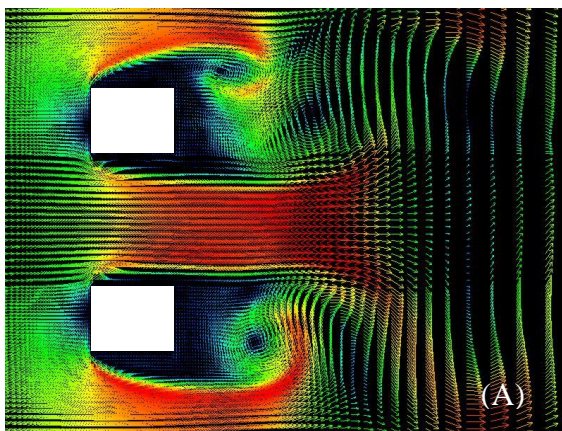


Fig.7-25  $S/H=2.0$ ，瞬間速度ベクトル



## 7.5 並列 2 角柱周り流れ場に生ずる非対称流れの渦構造

前節に於いては、時間平均と瞬間の各流速ベクトルから、静的空気力特性と流れ場の関係を述べた。ここではそれぞれの間隔比を持つ断面に於いて、より詳細な渦構造から非対称流れ場を考察する。Fig.7-26 に、各断面の揚力最大時における渦構造を示す。そもそもカルマン渦は、2 つの異符号の渦度が隣接した時に生じる不安定性によってその境界が波打つことによりスパン方向の渦列が形成される現象であり、交互の縦渦がそれらをつなぐ渦構造をとる。 $S/H=1.0\sim 2.0$  からも確認できるように、スパン方向の正負の渦度(■：正，■：負)が対となって物体から放出され、それらの横渦を流れ方向の正負交互に並んだ縦渦(■：正，■：負)がつなぐ形をとっている。一方で  $S/H=0.5$  に於いては、上方の角柱周りの流れで発生した 2 つの剥離剪断層が干渉している状態が見られるが、下方の角柱から放出された 2 つの剥離剪断層は、角柱の背面に於いて互いに干渉せず、際立った渦構造は全く見られない。また、この  $S/H=0.5$  角柱間流れで最も特徴的なことは、下方角柱の上部から

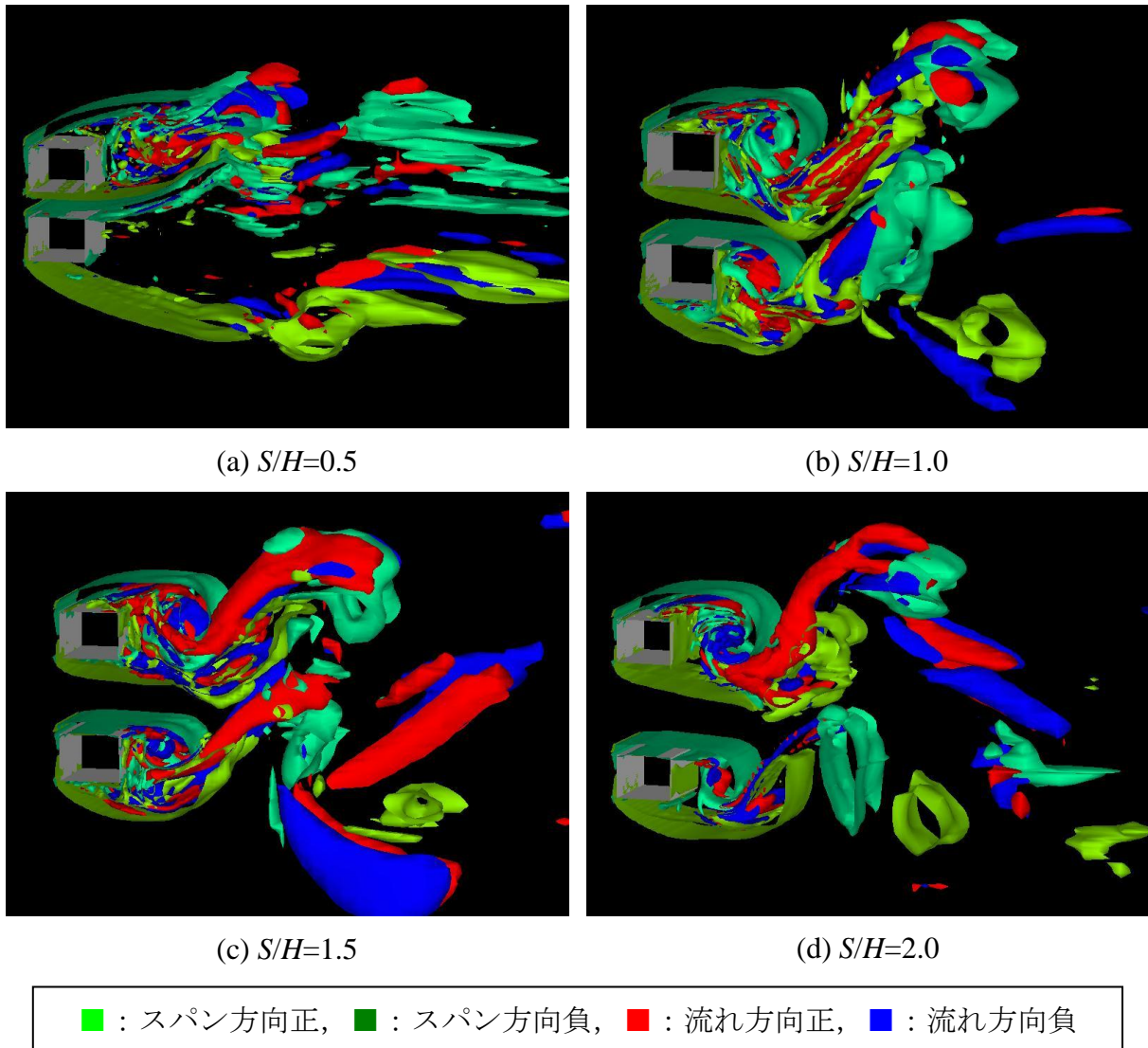
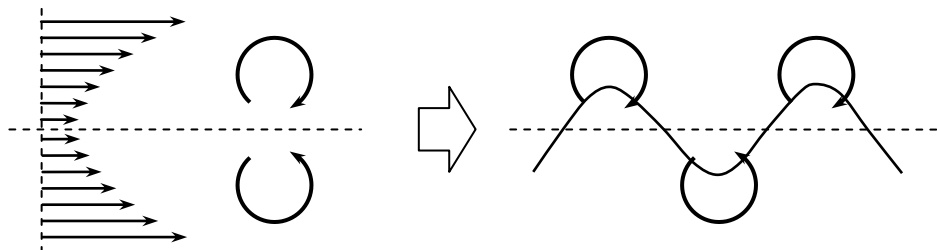
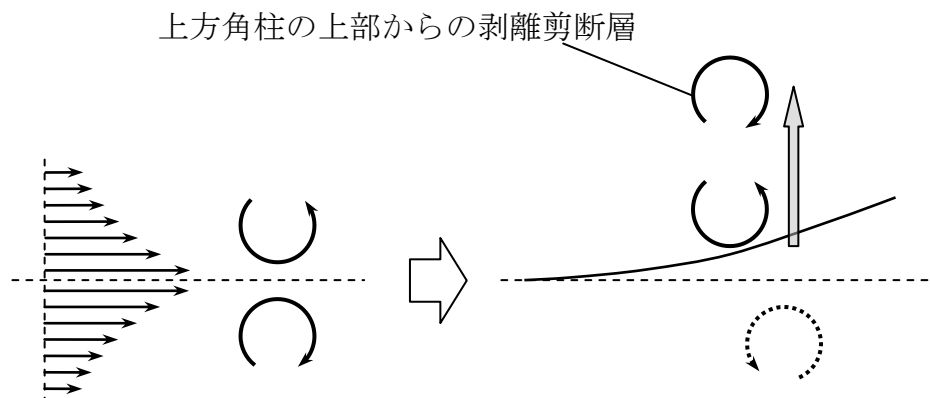


Fig.7-26 並列 2 角柱周り流れの渦構造(揚力最大時の渦度分布)

剥離した負の(図では時計回りの)渦度を持つ剥離剪断層が、反時計回りに湾曲しているという点にあると考えられる。これは単独の剥離剪断層が放出された状況では基本的に生じない現象であると言える。なぜならば、負の渦度は時計回りの速度勾配を持つ流れであるからである。従って、ここで生じている反時計回りに湾曲した負の渦度を持つ剥離剪断層は、その直上にある正の渦度を持った上方角柱下部からの剥離剪断層に引きずられているということが出来る。つまり、何らかの擾乱等で上部に曲がる力が競り勝った角柱間流れは、上方角柱上部の剥離剪断層と干渉し、安定する。これらのことを、Fig.7-27 に模式図として示す。以上のことから、この断面でカルマン渦が放出していないことと、非対称流れが存在していることは、共に通常の単体物体周りに生じる2剪断層不安定性と異なった位置関係にある2つの剪断層の不安定性が起因しているということが考えられる。



(a) 通常の2剥離剪断層不安定とカルマン渦



(b)  $S/H=0.5$  の角柱間流れで生じている剥離剪断層不安定

Fig.7-27  $S/H=0.5$  周りの非対称流れ場の原因となる剥離剪断層不安定性

## 7.6 並列 2 角柱周りの流れ場解析のまとめ

並列 2 角柱周りの流れ場の，LES による再現を試み，静的空気力特性に於いて実験値とよく一致する結果を得た．対称突起付き円柱と比較して実験値との整合性が取れているのは，スパン方向の解像度がやや高いことと，基本的な形状が矩形であるため，剥離点が固定されており，実験と解析で剥離点の位置が明確に一致しているためであると考えられる．

また，静的空気力特性測定実験だけでは推定が困難であった並列 2 角柱周りに生ずる非対称流れ場の原因が，角柱間流れの偏りであることが明らかにした．よってこの偏り流れが剥離剪断層の不安定性に起因するものであり，カルマン渦放出と明確な対応関係があることが説明される．この偏りは，外側と角柱間の剥離剪断層の，互いの干渉による結果であるということが言えるが，本質的な原因解明，並びにこの様な干渉と角柱間隔の関係の解明には，安定性解析による議論が必要であると考えられる．但し，本研究で対象とする様な物体周りの流れ，特に格子の形状がスペクトル法に不向きな断面周り流れに対する粘性流体安定性解析に関しては現時点で成功例が見られず，今後の解析法の発展を待たなければならないと考えられる．

## 第 8 章 結論と今後の課題

### 8.1 結論

本研究では，基本的な **Bluff Body** である角柱並びに対称突起付き円柱，並列 2 角柱に対して，基本的な風洞実験である静的空気力測定実験，非定常空気力測定実験，自由振動実験を行い，これらの各空気力特性に対してカルマン渦がどのような役割を担っているか，またカルマン渦放出とギャロッピング不安定性の関係について検討した．さらに，対称突起付き円柱と並列 2 角柱で観察された非対称な流れ場に対して，**Large eddy simulation** によって流れ場の再現を試み，検討を加えた．本研究で得られた結論をまとめる．

**Bluff Body** 空力現象を特徴付ける要因は，『カルマン渦放出』と剥離剪断層の曲率並びに断面との位置関係，即ち『**Fundamental Bluff Body Flow**』に大別される．ここで，**Bluff Body** 空力現象におけるカルマン渦の役割は，以下のように集約される．

- ① 剥離剪断層の振動により，物体に変動揚力を与える．
- ② 物体背面への渦の巻き込みにより，抗力を大きくする．
- ③ 剥離剪断層の曲率を大きくする．
- ④ 時間平均流れ場を対称にする．

また，以下にこれらの結論を得るに到った実験結果についてまとめる．

#### 【矩形断面の静的空気力特性におけるカルマン渦の影響】

- ・ 辺長比の小さい矩形断面に生じる変動揚力は，後流にスプリッタープレートを挿入してカルマン渦を抑制することで完全に抑制される．即ち，カルマン渦は剥離剪断層の振動により，物体に変動揚力を与える．
- ・ 矩形断面の抗力に於ける中口ピークは，後流にスプリッタープレートを挿入してカルマン渦を抑制することで消滅し，辺長比の変化に対して抗力の変化が滑らかになる．即ち，カルマン渦は，断面背面に低圧部が生じることで背圧として抗力に影響を与える．
- ・ 一様流中に存在する矩形断面で生じる変動揚力は，その全てがカルマン渦放出による剥離剪断層の振動によるものである．従って，大きな辺長比の断面は断面側面で剥離剪断層が時間平均的に再付着するので，抗力係数及び変動揚力係数に及ぼすカルマン渦の影響は極めて小さいものとなる．

- ・ 断面の後縁端を面取りすることで、カルマン渦放出特性を殆ど変化させることなく剥離剪断層と断面側面及び後縁端の距離を変化させることが出来る。これらの結果から、静的空気力特性は、上述したカルマン渦の影響以外の特性、即ち前縁端から剥離した剥離剪断層の時間平均的な形状と断面との位置関係によって支配されていることが確認される。即ち、『本質的な Bluff Body 周りの流れ, Fundamental Bluff Body Flow』という概念が提唱される。
- ・ スプリッタープレートで断面後流に設置することで、2つの剥離剪断層の干渉を妨げることからカルマン渦放出を抑制することが出来る。この時、スプリッタープレートを設置した系ではスプリッタープレートを含めた系として剥離剪断層の曲率または剥離バブルの大きさが決定される。この剥離剪断層の曲率は、スプリッタープレートを挿入しない時のそれと比べて小さく、断面辺長比から受ける影響、並びに迎角変化に対する影響は小さい。
- ・ Fundamental Bluff Body Flow によって特徴付けられる揚力係数勾配は、カルマン渦放出を伴う流れ場で特徴付けられる揚力係数勾配と比較して対応すると、剥離剪断層が引き伸ばされた流れ場によって特徴付けられる揚力係数勾配に対応している。即ち、カルマン渦放出は剥離剪断層の曲率を大きくする。

#### 【矩形断面の非定常空気力特性におけるカルマン渦の影響】

- ・ カルマン渦放出は、カルマン渦との共振無次元風速域だけでなく、高無次元風速に亘って非定常空気力係数に影響を及ぼしている。
- ・ スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制すると、非定常空気力係数の無次元風速に対する変化は滑らかなものとなり、辺長比に対しても連続的に推移する。即ち、スプリッタープレートによってカルマン渦放出を抑制した系は、剥離バブルの大きさが断面辺長比の大きさにあまり影響されず一定なものとなる。この剥離剪断層の曲率は、カルマン渦放出を伴った流れ場のそれよりも大きい。
- ・ スプリッタープレートは、振動する断面に対してその相対位置関係が時間的に変化するので、カルマン渦放出を抑制する以外にも流体力に影響を与えている。このスプリッタープレートと断面の位置がずれることによって生ずる流体力( $H_4^*$ と  $A_4^*$ )は、準定常的に評価することが出来る。
- ・ ギャロッピングに対して不安定な辺長比を持つ矩形断面に於いて、無次元風速に対するカルマン渦放出と Fundamental Bluff Body Flow の関係は以下のようなものと考えられる。カルマン渦との共振無次元風速に近い無次元風速域では、カルマン渦放出が断面と同じスケールで行われることにより剥離剪断層の Fundamental Bluff Body Flow に対して再付着を促進することでギャロッピングの要因となる内部循環流の発生を阻害し、圧力回復によって生じる揚力とのバランスを変化させる。Scruton によって示された、ギャロッピングの発現風速がカルマン渦型渦励振の発現風速を下回らないという干渉現象は、このカルマン渦放出と Fundamental Bluff Body Flow の関係によって説明される。



### 【対称断面周りに生ずる非対称流れ場とカルマン渦放出の関係】

- ・ 対称突起付き円柱は突起位置によっては剥離位置が不安定となり、剥離バブルの生成に偏りが生じうる。
- ・ 並列2角柱に於いて、角柱間隔が狭いときには、角柱間から噴出する流れがスプリッタープレートのような役割をすることによってカルマン渦放出が抑制される。
- ・ この非対称な流れ場は、角柱間から噴出された流れが、二つある角柱外側の剥離剪断層の内で片側と干渉して安定することにより、生じたものである。
- ・ カルマン渦放出が弱い断面形状に於いては、対称流は不安定であり、定常揚力を伴った非対称な流れ場が形成され得る。この時、揚力の迎角変化特性は迎角 $\alpha = 0^\circ$ に於いて不連続になる。
- ・ カルマン渦放出は時間平均的な流れ場を対称化している。断面形状や Reynolds 数の用件によっては、この特性は間欠的にも変化しうる。
- ・ カルマン渦放出が抑制された系周りの流れ場は、Fundamental Bluff Body Flow によって特徴付けられ、その剥離剪断層と断面側面の位置関係によってはギャロッピングに対して不安定となる。

### 【カルマン渦の役割からみた Bluff な構造物設計への指針】

一般に物体の形状が再付着を伴わないような Bluff な形状である時にはカルマン渦放出が顕著であり、抗力係数が大きく、カルマン渦放出によるカルマン渦型渦励振の発現、騒音の発生などの問題が予想されるため、何らかの手法でカルマン渦を抑制することでこれらの問題を解決することが考えられる。しかしながら、本研究で得られた結論は、カルマン渦放出を安易に抑制することでギャロッピングに対して不安定になったり、非対称流を伴った定常揚力が発生したりすることがあることを示している。従って、抗力低減やカルマン渦型渦励振の発現の抑制を目的としてカルマン渦放出を抑制する際には、

- ① 剥離点の位置を制御する
- ② 積極的に再付着を促進させる
- ③ あるいは剥離剪断層が断面側面から十分に離れるようにする

といった要素に留意して形状設計を行うことで、より空力的に安定した構造物の設計が期待されると考えられる。なお、吊橋や斜張橋の塔などに採用されている隅切りは、この『積極的に再付着を促進させる』ことを応用したものであると言える。

## 8.2 今後の課題

本研究では、静的空気力特性測定実験や非定常空気力特性測定実験、ばね支持実験といった基礎的な風洞実験からその断面周りの流れ場を推定し、また Large Eddy Simulation に

よってそれを定性的に補った。しかしながら、この様な流れ場の推定は、詳細な圧力測定や PIV などを用いた流れ場の観測によってその精度が保証されなければならない。数値流体解析にしても、ますます発展しつつあるものの未だ発展途上の状態でありその理論も完全なものではないからである。また、本解析で得られた並列 2 角柱周り流れ場の非対称流れ等は、複数の剥離剪断層の安定性に関わる複雑な問題であるので、安定性解析による議論も必要であると考えられる。但し、本研究で対象とする様な物体周りの流れ、特に格子の形状がスペクトル法に不向きな形状に対する粘性流体安定性解析に関しては現時点で成功例が見られず、今後の解析法の発展を待たなければならないと考えられる。

本研究で対象とした渦や剥離剪断層は、実験に於いても精緻な多点同時計測が非常に困難であるし、数値流体解析に於いてもその乱流モデルや格子解像度に解析結果が大きく影響される。今後、計測技術や数値流体解析の理論の発展によってこれらの現象が明らかになり、流体现象による人命や社会基盤に対する重大な事故を未然に防ぐことが望まれる。

## 謝辞

本論文を完成するにあたり，多くの方々から御指導と御助言，御協力を賜りましたことに対しまして，ここに深く感謝の意を表します．

京都大学大学院工学研究科の松本 勝教授には，本論文の着手から研究計画，実験結果の考察，取りまとめに到るまで，終始，熱心な御指導と御教示を賜りました．また，研究内容のみならず，研究という行為に対するべき謙虚で真摯な姿勢を，温かく，時に厳しく御指導頂きました．松本 勝教授が一時病に倒れられた時に於いてさえも，その熱心な御指導は決して変わることがございました．さらに，海外も含めた多くの対外発表と論文作成の機会を与えて下さいました．特に 2006 年に Vancouver で行われた ASME の国際会議には，国際的に著名な第一線の研究者の方々が非常に多く参加されており，私の人生に於いて極めて貴重な経験となりました．ここに深甚なる感謝と御礼を申し上げます．そもそも私が風工学分野で最先端を担っておられる松本 勝教授の研究室に所属させて頂きましたのは，平成 14 年に北海道大学で行われました土木学会全国大会の際に，松本 勝教授の『風工学』の講義を聴講させて欲しいという唐突で不躰なお願いを快諾して頂きましたことが契機でした．当時私は神戸大学大学院の修士 1 回生でありましたが，それまで何の面識も無い一学生であった私を，松本 勝教授は快く受け入れて下さいました．もしあの学会の席に松本 勝教授がいらっしゃらなければ，現在の私はございません．松本 勝教授の格別の御配慮のみならず，この幸運に対しても深く感謝の意を表します．

また本論文に対し，京都大学防災研究所の河井宏允教授並びに京都大学大学院工学研究科の稲室隆二教授より，貴重なご意見と御指導を賜りました．ここに記して深く御礼申し上げます．

京都大学大学院工学研究科の白土博通助教授には，本論文の実験法や解析法のみならず，様々なことに対して有益な御助言を頂きました．ここに深く御礼申し上げます．

京都大学大学院工学研究科の八木知己助手には，研究の内容のみならず実験法や解析法の細部に到るまで，また時には私生活に到るまで，御世話になりました．ここに厚く御礼申し上げます．

神戸大学大学院自然科学研究科の中山昭彦教授には，修了後にも私が在籍していた修士課程の頃変わらぬ御指導と御鞭撻を賜りました．中山昭彦教授には流体力学と数値流体力学の基礎と魅力を御教示頂き，本研究時に於いても貴重な御助言を賜りました．また，Stanford University の Center for Turbulence Research Summer Program 2004 に参加させて頂きましたことは，私の人生に於いても極めて貴重な経験となっております．ここに深く感謝の意を表します．

神戸大学工学部の川谷充郎教授には，卒業後にも私が在籍していた学部 4 回生の頃変わ

らぬ御指導と御鞭撻を賜りました。川谷充郎教授には、最初に風工学という分野の基礎と魅力を御教示頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻橋梁工学研究室に於いて、私が在籍した3年間に所属されていた学生の皆様、特に同じ『渦班』であった坪田樹君、李再炯さん、川島由紀さん、橋本三智雄君、中瀬友之君や、研究室に配属された年度が私と同じであった金起男さん、Le Thai Hoa さん、伊藤靖章君、初田英明君、古川拓郎君、一年先輩であった劉慶寛さんには、多大なる御助力と御協力を頂きました。ここに厚く感謝と敬意を表します。

宮坂製作所の宮坂康弘さんには、実験装置の作成から各測定ノウハウに到るまで、多くのご助力を頂きました。ここに厚く感謝と敬意を表します。

私の恩師である熊谷春雄先生、故崔明玉先生に、本論文を捧げたく存じます。

また、道は違えども共に走ってきた旧来の仲間、猪又祐一郎、河本亮介、辻野孝輔、宮内啓輔、屋久倫太郎、榎木理恵の六氏には、私が最も苦しい時に支えて貰いました。ここに、深く感謝と敬意の念を表します。

最後に、大学院まで進学させて貰い、私を支え続けてくれた、父と母、弟に、深く感謝の意を表します。

平成19年1月

堀 高太郎